PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 17 — 1. September 1931 — 32. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 19 am 14. September 1931.

INHALT:

Zusammenfassender Bericht über die Physikalische Vortragswoche der Eidg. Technischen Hochschule Zürich vom 20.—24. Mai 1931:

Einleitung. S. 649.

G. Gamow, Über die Theorie des radioaktiven α-Zerfalls, der Kernzertrümmerung und die Anregung durch α-Strahlen. S. 651.

E. Guth und Th. Sexl, Zur Theorie der anomalen Zerstreuung von α-Teilchen an leichten Kernen. S. 655.

Einleitendes über Atomzertrümmerung. S. 659.

W. Bothe, Erzwungene Kernprozesse. S. 661.

P. M. S. Blackett, Photographie künstlicher Zertrümmerungsbahnen. S. 663.

H. Casimir, Innerer und äußerer Photoeffekt. S. 665.

H. Schüler, Hyperfeinstrukturen und Kernmomente. S. 667.

I. Estermann, R. Frisch und O. Stern, Versuche mit monochromatischen de Broglie-Wellen von Molekularstrahlen. S. 670.

Schluß. S. 672.

Originalmitteilungen:

T. S. Wheeler, Zur allgemeinen Theorie der Lösungen starker Elektrolyte. S. 674.

F. Regler, Neue Eichungsmethode zur Präzisionsbestimmung von Gitterkonstanten an polykristallinen Materialien. S. 680.

E. Cohn, Kritisches zur Messung von Dielektrizitätskonstanten. S. 687.

L. Bergmann, Über ein neues photoelektrisches Relais zur Vergrößerung kleiner Bewegungen. S. 688.

F. Matossi, Anwendung des photoelektrischen Relais im Ultrarot. S. 690.

O. W. Lossew, Leuchten II des Karborundumdetektors, elektrische Leitfähigkeit des Karborundums und unipolare Leitfähigkeit der Kristalldetektoren. S. 692.

ZUSAMMENFASSENDER BERICHT ÜBER DIE PHYSIKALISCHE VORTRAGSWOCHE DER EIDG. TECHNISCHEN HOCHSCHULE ZÜRICH VOM 20.—24. MAI 1931[1].

Bearbeitet von E. Bretscher und E. Guth.

Einleitung.

Die diesjährige Vortragswoche der E.T.H. war im wesentlichen den Fragen der Kernphysik gewidmet. Die Kernphysik steht heute sowohl vom Gesichtspunkt der Experimentalphysik als auch vom Standpunkt der theoretischen Physik im Brennpunkt des Interesses. Bevor wir auf die einzelnen Vorträge eingehen, die naturgemäß spezielle Fragen behandeln, geben wir nachfolgend eine kurze Übersicht über alle Gebiete der Kernphysik. Hierbei verweilen wir kurz bei denjenigen Gebieten, die in den Vorträgen selbst nicht zur Sprache kommen werden.

[1] Die Referate sind frei gehalten und ihre Länge ist z. T. durch das uns überlassene Material der Herren Vortragenden bestimmt, denen wir auch für ihre wertvolle Hilfe bei den Korrekturen bestens zu danken haben. Einleitung, Schluß und Ref. über Vorträge: Gamow, Casimir, Schüler und ein Autoreferat rühren von E. Guth her. Die Einleitung zu den Zertrümmerungsvorträgen sowie Ref. Blackett, Bothe, Stern rühren von E. Bretscher her.

1. Ladung und Masse.

Für das Verständnis der meisten chemischen und physikalischen Erscheinungen genügt es, wenn man den Atomkern als eine, sich gemäß dem Coulombschen Gesetze verhaltende, Punktladung betrachtet. Die Größe der Ladung eZ entspricht der Ordnungszahl Z des betreffenden Elementes. Die Kernmasse M ist bedingt durch das chemische Atomgewicht.

2. Isotopie.

Die meisten chemischen Elemente erweisen sich nach den Astonschen massenspektroskopischen Untersuchungen als zusammengesetzt aus Isotopen.

3. Massendefekt.

Die einzelnen Isotopen selbst sind aufgebaut aus Protonen und Elektronen (wobei als subnukleare Einheit auch der Heliumkern auftritt).

Es zeigt sich, daß die Masse der Atomkerne immer kleiner ist als die Summe der Massen der in ihnen enthaltenen Protonen. (Die Elektronenmasse kann vernachlässigt werden.) Die Differenz der beiden Größen wird als Massendefekt (Packungseffekt) Δm bezeichnet und auf Grund des relativistischen Satzes von der Äquivalenz der Masse und Energie folgendermaßen gedeutet:

$$\Delta m c^2 = \Delta E,$$

wobei ΔE die bei dem endothermen Prozeß der Bindung der Kernbausteine frei werdende Energie ist. Gewöhnlich wird nicht dieser summarische Massendefekt betrachtet, sondern es werden gleich Annahmen über seine Verteilung auf die einzelnen jeweils angenommenen Kernbestandteile gemacht (z. B. weitestgehender Heliumaufbau).

4. Kernspin.

Heisenberg hatte den Intensitätswechsel in den Rotationsbanden der Molekeln mit zwei gleichen Kernen auf die Symmetrieverhältnisse der Rotationseigenfunktionen in den Kernen zurückgeführt. Die Terme zerfallen nämlich in solche Gruppen, deren Eigenfunktionen bei Vertauschung der zwei Kerne ungeändert bleiben (symmetrisches System) bzw. das Vorzeichen wechseln (antisymmetrisches System). Die beiden Termsysteme kombinieren nicht miteinander, so daß man für sie verschiedene Gewichte annehmen kann. Hund deutete das Gewichtsverhältnis durch die Annahme (in Analogie zum Elektronenspin) eines neuen Kernfreiheitsgrades — Kernspins. (Dieser wurde schon früher von Pauli zur Deutung der Hyperfeinstruktur herangezogen. Vgl. II. Ref. ü. Vortr. Schüler.) Hierdurch haben erstens die Kerne in einem Feld verschiedene Einstellungsmöglichkeiten. Zweitens liegt die Annahme nahe, daß von den verschiedenen möglichen Termsystemen in der Natur entweder nur diejenigen realisiert sind, die unter Berücksichtigung des Spinfreiheitsgrades in den Kernen symmetrisch sind oder nur diejenigen, die antisymmetrisch sind (wiederum in Analogie zu den Elektronen, wo das Pauliprinzip nur das antisymmetrische Termsystem zuläßt). Das beobachtete Intensitätsverhältnis gibt dann unmittelbar die Anzahl der Zustände, d. h. — als Spin interpretiert — die Größe des mechanischen Momentes des Kerns. Und zwar entspricht einem Intensitätsverhältnis $i/i+1$ ein Kernmoment von der Größe $ih/2\pi$. (Die Zahl der Terme = statistisches Gewicht des bei Vernachlässigung des Kernspins entarteten Zustandes ist gleich $2i+1$.)

Bezüglich komplizierterer Kerne folgt aus der alleinigen Annahme 1. der Beschreibbarkeit der Kerneigenschaften durch Eigenfunktionen und 2. des Aufbaues der zusammengesetzten Kerne aus den alleinigen primären Bausteinen Elektron und Proton der „Wechselsatz": Kerne mit einer geraden (ungeraden) Anzahl von Protonen und Elektronen, d. h. geraden (ungeraden) Ordnungszahl haben ganzzahliges (halbzahliges) Kernmoment i und genügen der Bose-Statistik (Fermistatistik). Aus der bei II. Ref. ü. Vortr. Schüler befindlichen Tabelle der Kernmomente ist ersichtlich, daß Li_6 (?) und N Ausnahmen bilden. Auf die prinzipielle Bedeutung dieses Sachverhaltes kommen wir am Schluß noch zurück.

5. Wechselwirkung zwischen Elektronen und Kernen.

a) Wechselwirkung zwischen den (stationären) Elektronen der Atomhülle und dem Atomkern: Hyperfeinstruktur; vgl. II. Ref. ü. Vortr. Schüler.

b) Wechselwirkung zwischen (nichtstationären) Elektronen und Atomkern: Streuung schnellster β-Strahlen an Kernen. Versuche hierüber scheinen noch nicht vorzuliegen. Theoretisches findet sich am Schluß.

6. Wechselwirkung zwischen γ-Strahlen und Kernen.

a) Wechselwirkung zwischen Kern γ-Strahl und Hüllenelektron: „internal conversion", vgl. II. Ref. ü. Vortr. Casimir[1]).

b) Wechselwirkung zwischen äußerer harten γ-Strahlen und Kern: Kern-γ-Streuung. Untersuchungen von Meitner u. Hupfeld (Zeitschr. f. Phys. **67**, 147, 1931), Tarrant, Jacobsen, Chao usw. zeigten, daß die Kerne mit wachsendem Z immer mehr härteste γ-Strahlen absorbieren können.

7. Wechselwirkung von a) sehr schnellen Elektronen b) sehr harten γ-Strahlen mit quasifreien oder gebundenen Elektronen der Atomhülle.

Die eben angeführten Phänomene stehen mit den Kernproblemen nur insofern in Zusammenhang, als ihre Theorie vielleicht schon jenseits der Gültigkeitsgrenzen (oder hart an der Grenze) der Diracschen Wellengleichung liegt. Betreffend 7a) sind schon Experimente im Gange und auch die Theorie soll demnächst ausgearbeitet werden. Betreffend 7b) vgl. Ref. ü. Vortr. Casimir. — Hierher gehört übrigens auch das Phänomen der Höhenstrahlung. Kurzer Be-

1) Hiernach wäre dieses Phänomen, als ein „innerer Augereffekt", allerdings eher in die vorige Gruppe einzureihen.

richt über neuesten Stand: H. Geiger, Nature, Mai 23; Diskussionsbericht, ebenda, Juni 6, 1931. Proc. Roy. Soc. **132**, 331, 1931.

8. Radioaktiver Zerfall.

a) α-Zerfall, vgl. I. 1. Ref. ü. Vortr. Gamow. I. 2. Disk.-Bem. Joliot.

b) β-Zerfall. Der kontinuierliche Charakter des β-Spektrums einerseits, die Existenz einer scharf definierten Lebensdauer der β-Strahler andererseits, sind von dem heutigen theoretischen Standpunkte aus unbegreiflich. Anscheinend gilt hier der Energiesatz nicht mehr, wie Bohr hervorhebt.

9. Wechselwirkung zwischen α-Teilchen und Kernen.

a) Elastische Streuung, vgl. I. 1. Autoref. des einen Referenten.

b) Unelastische Streuung; Zertrümmerung mit (ohne) Anregung; Anregung ohne Zertrümmerung: vgl. Ref. ü. Vortr.: I. 1. Gamow, D. I. 2. Blackett, Bothe. Disk.-Bem.: de Broglie, Joliot.

I. α-Teilchen-Probleme. 1. Theorie.

G. Gamow (Kopenhagen), Über die Theorie des radioaktiven α-Zerfalls, der Kernzertrümmerung und die Anregung durch α-Strahlen.

A. Normaler α-Zerfall.

Die Experimente über die anomale Zerstreuung von α-Teilchen an leichten Kernen (vgl. den folgenden Vortrag) zeigen, daß das Coulombsche Abstoßungspotential $U(r) = \frac{2e^2 Z^*}{r}$, wobei Z^* die wirksame Ladungszahl des Kerns bezeichnen soll, nur bis zu einem gewissen sehr kleinen Kernabstand gelten kann. Bei noch kleineren Entfernungen wird eine Anziehungskraft wirksam, die schließlich wohl in einer Mulde ausmünden wird. Wir können nämlich annehmen, daß die Kraft im Kernmittelpunkt Null oder konstant, keineswegs aber $-\infty$ wird. Wir haben also schematisch den folgenden Verlauf für das Kernpotential (ausgezogener Kurvenzug):

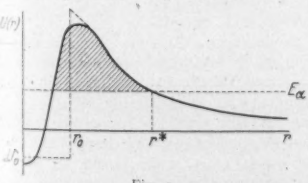


Fig. 1.

Einen solchen „Potentialberg" werden aber auch die schweren und insbesondere die radioaktiven Kerne haben müssen, denn sonst wäre es kaum zu verstehen, wieso das positiv geladene α-T.[1]) durch diesen gleichfalls positiv geladenen Restkern gebunden sein kann. Die α-Teilchen, die beim radioaktiven Zerfall aus dem Kern herausfliegen, müssen somit einen solchen Potentialberg überwinden. Nun kann man aber den Abstand angeben, in dem ein α-Teilchen vom Kernmittelpunkt gesessen haben müßte, wenn es seine ganze Energie allein der Coulombschen Abstoßung des Kernrestes verdanken würde. Dieser Radius ist offenbar definiert durch: $r^* = 2Z^* e^2 / E_\alpha$. Würde nun die klassische Mechanik gelten, so müßte r^* als „maximaler Kernradius" angesehen werden, da, falls das Coulombsche Gesetz noch bis zu kleineren Abständen gelten würde, das α-T. nicht genügend Energie hätte, um das Maximum des Potentialberges überwinden zu können[2]). Andererseits fungiert r^* gemäß der klassischen Mechanik auch als Umkehrpunkt für die von außen auf den Kern treffenden α-Teilchen. Bei Streuversuchen (an radioaktiven Kernen) wäre also zu erwarten, daß die α-T. nur bis zu diesem „Umkehrpunkt" bzw. maximalen Kernradius vordringen können und sodann eben „umkehren". Demgegenüber fanden Rutherford und Chadwick durch Streuversuche an Uran, daß noch bis zu Kernabständen von $4 \cdot 10^{-12}$ cm herab das Coulombsche Gesetz gilt, während $r_U^* = 6{,}7 \cdot 10^{-12}$ cm ist. Es ergibt sich somit, daß die α-T. des Urans nur unter Durchdringung des Potentialberges, der sie vom Außenraum trennt, ins Freie gelangen können. Denn die Energie der Uran-α-Strahlen ist kleiner als die Coulombsche Wechselwirkung zwischen einem α-T. und einem U-Kern in einem Abstand von $4 \cdot 10^{-12}$ cm.

Einen Ausweg aus diesem scheinbaren Dilemma und gleichzeitig auch eine quantitative Theorie der bekannten empirischen Geiger-Nuttall-Beziehung brachte bekanntlich die insbesondere von Gamow und fast gleichzeitig und unabhängig von Gurney und Condon inaugurierte Anwendung der Quantenmechanik auf die Kern-Potentialberge.

Nachdem wir über die Natur der anziehenden Kräfte im Kern fast nichts wissen, wollen wir den in Fig. 1 ausgezogenen annähernd wirklichen Potentialverlauf durch den daselbst strichliert eingezeichneten Kurvenzug ersetzen. Diese

1) α-T. diene im folgenden zur Abkürzung von α-Teilchen.

2) Dies gilt bloß unter der Annahme, das α-T. besitze keine anfängliche Geschwindigkeit. Ist dies aber der Fall, so wäre r^* als „minimaler Kernradius" zu bezeichnen.

Approximation ist offenbar um so mehr gerechtfertigt, je größer die in der Figur schraffierte Fläche ist und dürfte für die Zwecke des radioaktiven α-Zerfalls zumeist ausreichen.

Die Theorie liefert für die Zerfallskonstante $\lambda_n(m, v$ Masse, Geschw. des α-T. $Z = Z^* + 2$ Ladungszahl des betr. radioaktiven Kerns):

$$\lambda_n = \frac{\pi\hbar}{2mr_0^2} \cdot e^{-\frac{4\pi e^2}{\hbar}\cdot\frac{(Z-2)}{v} + \frac{8e\sqrt{m}}{\hbar}\cdot\sqrt{(Z-2)r_0}}. \quad (1)$$

Hierbei wurde angenommen, daß die Azimutalquantenzahl l der α-T. verschwindet. Außerdem wurde im Vorfaktor v durch den Wert $\pi\hbar/mr_0$ ersetzt, der aus der für eine unendlich hohe Kerninnenwand vorgenommenen Quantelung resultiert.

Die Gl. (1) kann nach Laue (Zeitschr. f. Phys. **52**, 728, 1928) anschaulich gedeutet werden: der Exponentialfaktor entspricht der Durchlässigkeit des Potentialberges, der Vorfaktor der Anzahl der Stöße der α-T. auf die Innenwand. (Die v. Lauesche Methode wurde von Th. Sexl (Zeitschr. f. Phys. **56**, 62, 1929) auf das abgebrochene Coulombfeld (Fig. 1) angewandt.) In Formel (1) geht r_0 als willkürliches Parameter ein. Da betreffend r_0 von vornherein (nämlich aus den eingangs erwähnten Streuversuchen) bloß eine obere Grenze angegeben werden kann, wird zunächst etwa für die Emanationen der drei radioaktiven Familien aus den beobachteten Werten für $\log_{10}\lambda_n$ und v vermittels (1) r_0 berechnet und sodann für alle Elemente einer Familie konstant gehalten. Die Übereinstimmung von (1) mit dem Experiment ist befriedigend.

Der Tatsache des kontinuierlichen β-Spektrums steht diese Theorie ratlos gegenüber, da sie für eine bestimmte Zerfallskonstante immer auch nur eine einzige Emissionsenergie liefert.

B. Weitreichende α-Teilchen.

Die α-Teilchen genügen nach Ausweis des Intensitätswechsels in den Heliumbanden, vgl. Übersicht 3 und Tabelle der Kernmomente bei Ref. ü. Vortr. Schüler, ferner der Streuversuche von α-T. in Helium (vgl. Autoref. B) der Bosestatistik. Normalerweise kann also angenommen werden, daß alle α-T. eines radioaktiven Kernes sich in demselben (Grund-) Zustand E_{α_0} befinden. Es kann jedoch passieren — etwa nach einen vorherigen β-Zerfall — daß eines der α-T. auf ein höheres Niveau E_{α_1} hinaufgehoben wird. In einem derart angeregten Kern kann nun einer der folgenden Prozesse stattfinden (vgl. Fig. 2): 1. entweder entschlüpft das α-T. durch den Potentialberg aus dem Kern, und zwar begabt mit der ganzen Energie des angeregten Niveaus, d. h. als weitreichendes α-T., 2. oder das α-T. fällt in den Grundzustand zurück und emittiert die Energiedifferenz $E_{\alpha_1} - E_{\alpha_0}$

a) in Form von elektromagnetischer (γ-)

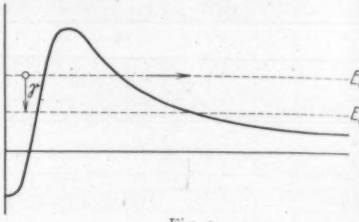


Fig. 2.

Strahlung, b) strahlungslos als Energie eines Sekundärelektrons (vgl. II. Ref. ü. Vortr. Casimir).

Ist diese Deutung des Ursprungs der weitreichenden α-T. richtig, so muß zwischen den verschiedenen weitreichenden α-T. eines radioaktiven Elements und dem γ-Strahlspektrum des vorhergehenden radioaktiven Elements eine Beziehung bestehen. Ist nämlich $N^{(n)}$ die relative Zahl der aus dem n-ten angeregten Niveau emittierten weitreichenden α-T., $\lambda^{(n)}$ die (aus (1) zu entnehmende) Zerfallskonstante des n-ten Zustandes, und $K_{n,m}$ die Übergangswahrscheinlichkeit aus dem Zustand n in den Zustand m unter Emission von elektromagnetischer Strahlung oder strahlungsloser sekundärer β-Emission und schließlich $p^{(n)}$ die relative Anzahl der im Zustand n befindlichen Kerne, so gilt offenbar mit großer Annäherung:

$$N^{(n)} = p^{(n)} \cdot \frac{\lambda^{(n)}}{\sum_{m=0}^{\infty} K_{n,m}}. \quad (2)$$

Nun nimmt die Ausschlüpfungswahrscheinlichkeit mit wachsender Energie viel schneller (exponentiell) zu, als die Ausstrahlungswahrscheinlichkeit. Man sollte also nur bei denjenigen radioaktiven Elementen eine merkliche Emission von weitreichenden α-T. erwarten, bei denen schon die Energie des Grundzustandes, d. h. der normalen α-T. möglichst groß ist. Unter allen radioaktiven Elementen weisen nun die C'-Produkte die energiereichste normale α-Emission auf und bei diesen allein erscheinen auch erfahrungsgemäß weitreichende α-T.

Aus (2) läßt sich bei Entnahme von $N^{(n)}$ aus den Beobachtungen und durch Berechnung von $\lambda^{(n)}$ aus (1) eine untere Grenze für die Ausstrahlungswahrscheinlichkeit abschätzen. Die

folgende Tabelle gibt die benötigten experimentellen Daten für *ThC'* und *RaC'* an:

ThC'

α-Gruppe	Reichweite →	→ Energie × 10^6 Erg	N
α_0	8,5	14,0	10^6
α_1	9,8	15,3	65
α_{II}	11,6	17,0	180

RaC'

α-Gruppe	Reichweite →	→ Energie × 10^6 Erg	N
α_0	6,8	12,2	10^6
α_1	9,0	14,6	12

Die Differenzen der in den Spalten 3 und 7 angegebenen Zahlen sollten als γ-Linien der Muttersubstanzen der betreffenden *C'*-Produkte erscheinen. In der folgenden Gegenüberstellung stehen rechts die beobachteten γ-Linien:

$\alpha_I \rightarrow \alpha_0$		1,3		1,385	
$\alpha_{II} \rightarrow \alpha_0$	ΔE:	3,0	$\leftrightarrow \gamma$:	— —	ΔE:
$\alpha_{II} \rightarrow \alpha_I$		1,7		— —	
	ThC'			*RaC'*	

		2,4		2,267	
	γ:	—		—	
		—		—	
		RaC'			

Sodann resultiert mit $K \sim p^{(n)} \frac{\lambda^{(n)}}{N^{(n)}}$:

$\alpha_I \rightarrow \alpha_0$	$K \sim 5 \cdot 10^{14}$ sec^{-1}	$K \sim 6 \cdot 10^{14}$ sec^{-1}	
$\alpha_{II} \rightarrow \alpha_0$	$K \sim 3 \cdot 10^{16}$ sec^{-1}	— — — — —	
	ThC'	*RaC'*	

Andererseits kann man aus der üblichen Formel für die Ausstrahlungswahrscheinlichkeit ($r_{n,m}$: Koordinaten-Matrixelement):

$$K^{(r)}_{n,m} = \frac{4}{3} \frac{e^2 Z^2 \omega^3_{n,m}}{h c^3} |r_{n,m}|^2 \qquad (3)$$

vermittels des bekannten Summensatzes:

$$\sum_{m=0}^{n-1} \frac{2m}{h} \omega_{n,m} |r_{n,m}|^2 = 1 \qquad (4)$$

eine obere Grenze für die $K^{(r)}$ abschätzen:

$K^{(r)} < 6 \cdot 10^{15}$ sec^{-1}	$K^{(r)} < 2 \cdot 10^{16}$ sec^{-1}
$K^{(r)} < 3 \cdot 10^{16}$ sec^{-1}	
ThC'	*RaC'*

Der Haken bei dieser plausiblen Deutung ist — wie Frl. Prof. Meitner in der Diskussion betonte — das anscheinende Fehlen eines γ-Linienspektrums überhaupt bei *ThC*. (Auch fehlen entsprechende Sekundärelektronen.) Gemäß den obigen Abschätzungen sollte diese Linie bei *ThC* mit merklicher Intensität (auf ein weitreichendes α-T. sollten mindestens tausend γ-Quanten entfallen) auftreten. Ob die mögliche Verbesserung der Abschätzungen (Kernradien!) diese Diskrepanzen beseitigen wird, oder ob hier eine ernstliche Schwierigkeit für diese ganze Auffassung vorliegt, muß dahingestellt bleiben. (Neuestes Beobachtungsmaterial: Lord Rutherford, Ward, Lewis, Proc. Roy. Soc. **131**, 684, 1931 für *RaC'* Rutherford, Ellis, ebenda **132**, 667, 1931.)

C. Feinstruktur der α-Strahlen.

S. Rosenblum[1]) fand und Rutherford[2]) und Mitarbeiter bestätigten, daß die α-Strahlung von *ThC* aus fünf verschiedenen Gruppen besteht, deren Energien sich aber nur wenig voneinander unterscheiden.

Der Deutungsversuch, diese α-Gruppen rühren von verschiedenen angeregten Niveaus her, ist nicht angängig (vgl. G. Gamow, Nature, Sept. 13, 1930, auch betreffend B.).

Man kann jedoch die Entstehung der verschiedenen α-Gruppen einer Art von Auger-Prozeß zuschreiben. Sitzen nämlich mehrere

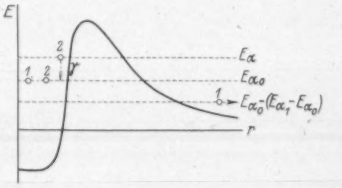


Fig. 3.

α-T. im Grundniveau E_{α_0} eines *ThC*-Kernes, so kann es passieren, daß — gekoppelt mit der Emission eines α-T. — ein (anderes) α-T. auf irgendein höheres Niveau E_{α_n} hinaufgehoben wird. Die Energie des emittierten α-T. ist dann gegeben durch: $E_\alpha = E_{\alpha_0} - (E_{\alpha_n} - E_{\alpha_0})$ und entspricht offenbar nicht einem Quantenzustand des Kernes. Aus dem angeregten Zustand kann dann der (nunmehrige *ThC''*-) Kern in den Grundzustand übergehen, wobei die Energiedifferenz als γ-Quant — oder wieder als Energie eines Sekundärelektrons — in Erscheinung treten kann (vgl. Fig. 3).

1) C. R. S. 1549, 1929; S. 1124, 1930; magnetische Analyse.

2) Rutherford, Ward u. Wynn-Williams, Proc. Roy. Soc. A. **129**, 211, 1930; Differential-Ionisationsmethode. Auch die *AcC*-α-Strahlung erwies sich auf diese Weise als aus zwei Gruppen bestehend. Ferner konnten die α-T. kurzer Reichweite, die beim Zerfall *RaC* → *RaC''* entstehen, entdeckt und gleichfalls als aus zwei Gruppen bestehend nachgewiesen werden.

Trifft diese Deutung zu, so muß das den verschiedenen Feinstrukturgruppen entsprechende γ-Strahlspektrum als γ-Strahlspektrum von ThC'' in Erscheinung treten. Ein etwaiges γ-Strahlspektrum von ThC'' kann aber sekundäre β-Elektronen aus dem Innern (K-, L-··· Schale) der Elektronenhülle des beim Zerfall des ThC-Kernes entstehenden ThC''-Atoms (vgl. Ref. ü. Vortr. Casimir) auslösen und ist auf diese Weise der Beobachtung zugänglich. Aus Rosenblums Messung der Feinstrukturgruppen von ThC ergibt sich somit das Niveauschema des ThC''-Kernes.

Von den 9 hiernach zu erwartenden γ-Linien finden sich nun 6 in dem beobachteten γ-Strahlspektrum von $Th(C+C'+C'')$[1]), und zwar mit Energien, die mit den Energiedifferenzen im erwähnten Niveauschema vorzüglich übereinstimmen (vgl. Gamow, l. c.).

Anwendung der Fl. (1) ermöglicht es, die zu den einzelnen angeregten Kernzuständen gehörigen „Kernradien" auszurechnen:

$$\ln \frac{I_{a_n}}{I_{a_0}} = -\frac{2\pi e^2 \sqrt{2m}}{h}(Z-2)\left(\frac{1}{\sqrt{E_{a_n}}} - \frac{1}{\sqrt{E_{a_0}}}\right) + \frac{8e\sqrt{m}}{h}\sqrt{(Z-2)}\left(\sqrt{r_{a_0}} - \sqrt{r_{a_n}}\right). \tag{5}$$

Es ergibt sich so für die „Kernradien der angeregten Zustände" bzw.:

$$r_0 = 6{,}6;\ 7{,}0;\ 6{,}9;\ 6{,}9;\ 7{,}3 \times 10^{-13}\ \text{cm}.$$

D. Kernzertrümmerung und Anregung durch α-Strahlen[2]).

Bei dem Versuch einer theoretischen Deutung der Erscheinungen der Zertrümmerung und Anregung der (leichten) Kerne durch α-Strahlen dürfen wir das Potentialberg-(Gamowberg)-Modell des Kernes a fortiori zugrunde legen. Ist doch dieses Modell hier durch die Untersuchungen über die anomale Streuung der α-T., also direkt experimentell zutage getreten. Vom Standpunkte der klassischen Mechanik würde nun eine ähnliche Diskrepanz zwischen den Erfahrungstatsachen bei der Streuung und der Zertrümmerung auftreten, wie in A. bei den radioaktiven Kernen zwischen Streuung und α-Emission. Nämlich: aus den Streuversuchen folgt eine Höhe des Potentialberges, die von den α-Geschwindigkeiten — bei denen Zertrümmerung beobachtet wurde — nicht hätte überwinden werden können. (Hierbei wird angenommen, daß es für das Vorkommnis einer Zertrümmerung das Eindringen des α-T. in den betreffenden Kern und seine Einfangung notwendig sei. Experimentelles hierzu in I. 2. Theoretisches wird sogleich folgen.) Hier, wie dort, löst sich die Schwierigkeit mit einem Schlage durch Anwendung der Wellenmechanik auf das Gamowberg-Modell. Allerdings handelt es sich bei der Zertrümmerung um ein komplizierteres Phänomen, als bei dem normalen α-Zerfall. Man hat hier einen ähnlichen Augerprozeß vor sich, wie er in C. zur Deutung der α-Feinstruktur herangezogen wurde: 1. muß das α-T. mit dem Kern als Ganzen in Wechselwirkung treten und evtl. in denselben eindringen. Letzteres allein wäre gerade der inverse Vorgang zur α-Emission, und könnte mit dem Gamowberg-Modell behandelt werden. 2. muß — und zwar gekoppelt mit 1. — das α-T. mit dem zu emittierenden Proton in Wechselwirkung treten. Über die Wechselwirkung zwischen α-T. und Proton, wissen wir aber bloß, daß sie auf große Distanzen gemäß dem Coulombschen Gesetz erfolgt. Bei kleinen Distanzen treten nach Ausweis der Streuversuche von α-T. an Protonen Abweichungen vom Coulombschen Gesetz auf. Näheres hierüber kann vielleicht aus diesen Versuchen entnommen werden — bei weiterer Entwicklung der Theorie der α-Streuung (vgl. das folgende Autoref. E. Schluß).

In der nachstehenden Fig. 4 ist das Gamowberg-Modell des Streukerns aufgezeichnet. Der Potentialberg für das α-T. ist durch die ausgezogene, der für das Proton durch die strichlierte Kurve dargestellt. (—) E_p^0 bezeichnet das Quantenniveau des im Streukern gebundenen Protons und (—) E_α^0 sei das Niveau, auf dem

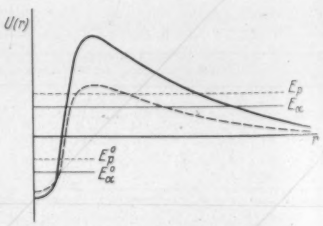


Fig. 4.

das α-T. sitzt, wenn es vom Kern eingefangen wird. Wir müssen nun zunächst zwei Arten von möglichen Zertrümmerungsprozessen unterscheiden, je nachdem ob eine Einfangung des α-T. stattfindet oder nicht.

a) Zertrümmerung ohne Einfangung. Das α-T. schlüpft durch die Coulombsche Außenwand in den Potentialberg ein, dringt jedoch nicht durch die Innenwand ins Kerninnere, sondern gibt bloß etwas Energie an ein Proton

1) Black, Proc. Roy. Soc. A **109**, 166, 1925.
2) Vgl. J. Chadwick und G. Gamow, Nature **12**, 54, 1930; G. Beck, Zeitschr. f. Phys. **64**, 22, 1930.

ab und fliegt sodann mit verminderter Energie weiter. Das Energiespektrum der emittierten Protonen wird also in diesem Falle kontinuierlich und erstreckt sich von $E_p = 0$ bis $E_p = E_\alpha - E_p^0$.

b) Zertrümmerung mit Einfangung. Das α-T. dringt durch den Potentialberg ins Kerninnere und wird dort auf ein Quantenniveau eingefangen. Dieser Prozeß induziert die Emission eines Protons aus dem Kern mit der Energie: $E_p = E_\alpha + E_\alpha^0 - E_p^0$. (Hier wie auch in a) wurde der Kern als fest angenommen.) Dem Fall: $E_\alpha = E_\alpha^0$ kommt offenbar eine ausgezeichnete Bedeutung zu: Zertrümmerung bei Resonanz. Die Eindringungswahrscheinlichkeit wäre in diesem Falle gleich eins.

Finden bei der Zertrümmerung irgendeines Elementes sowohl a) als auch b) statt, so zerfallen die emittierten Protonen in zwei Gruppen: die eine Gruppe besitzt ein kontinuierliches Energiespektrum, dessen Maximum kleiner ist als die Energie der einfallenden α-T., die andere Gruppe hat ein Linienspektrum, dessen Energie größer oder kleiner ist als die Energie des einfallenden α-T., je nachdem ob das Quantenniveau des α-T. im Streukern höher oder tiefer liegt, als dasjenige des Protons (vgl. Fig. 5). Auf diese Weise kann aus der beobachteten oberen Grenze des kontinuierlichen Spektrums und des Linienspektrums die Lage der Quantenniveaus des Protons und des α-T. in dem betreffenden Kern entnommen werden. Falls zwei Quantenniveaus für die Einfangung des α-T. im Kern bereitstehen, so kann eine zweite Linie im Protonenspektrum erscheinen. Gibt es zwei (besetzte) Protonenniveaus, so kann

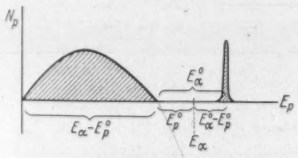


Fig. 5.

sowohl ein zweites kontinuierliches, als auch noch ein Linien-Protonenspektrum auftreten. (Experimentelles hierzu und über das Stattfinden von a) und b) in I. 2.)

Schließlich besteht noch die Möglichkeit, daß die Energie, die das α-T. an das Proton abgibt, zwar nicht zur Emission (wenn nämlich das Proton zu tief in der Kernmulde sitzt), wohl aber zur Anregung eines Protons ausreicht. Man hat dann einen ähnlichen Fall vor sich, wie er unter B. bei der Deutung der weitreichenden α-T. in Erscheinung trat: Das angeregte Proton kann 1. entweder unter Emission eines γ-Quant (oder evtl. strahlungsloser Energieübertragung) in den Grundzustand herunterfallen, 2. oder er könnte — evtl. bei Resonanz — aus dem Kern herausschlüpfen. Der erste Prozeß ist bereits entdeckt worden durch Bothe und Becker (vgl. I. 2. Ref. ü. Vortr. Bothe). Der zweite Prozeß — Zertrümmerung bei Anregung — scheint noch nicht aufgefunden worden zu sein. (Vgl. hierzu auch G. Beck, Zeitschr. f. Phys. **67**, 227, 1931.)

Diskussionsbemerkung.

Joliot (Paris). Ich habe die Zerfallszeit von *RaC'* nach der Methode Jacobsen neu bestimmt und gefunden: $T = (3 \pm 1 \cdot 5)\, 10^{-5}$ sec, wodurch dieser Punkt der theoretischen Kurve [vgl. Fl. (1) in vorhergeh. Ref.] näher zu liegen kommt als der Wert von Jacobsen. Wegen der Bremsung in der Oberfläche der Strahlungsquelle wird die Geschwindigkeit der *RaC'*-Strahlung noch bedeutend kleiner als jene, die ich angegeben habe ($4 \cdot 10^5$ cm/sec). Damit würde sich dieser Punkt der theoretischen Kurve noch mehr annähern. Es ist aber notwendig, direkte Geschwindigkeitsmessungen an dieser Strahlung auszuführen.

E. Guth (Zürich und Wien) und Th. Sexl (Wien), Zur Theorie der anomalen Zerstreuung von α-Teilchen an leichten Kernen[1]).

A. Exkurs über die Theorie der normalen Zerstreuung von α-T. und ihre experimentelle Bestätigung.

Passiert ein Bündel von α-Strahlen eine dünne Materieschicht, so werden die meisten α-T. über kleine Winkel, einige Wenige jedoch auch um große Winkel abgelenkt (Geiger-Marsden, Proc. Roy. Soc. **82**, 495, 1909). Zur Deutung dieses Sachverhaltes stellte bekanntlich Rutherford sein Kernatom-Modell auf, indem er schloß: Bei den Ablenkungen um kleine (große) Winkel handelt es sich um mehrfache (einzelne) Zusammenstöße der einfallenden α-T. mit den Atomelektronen (Atomkernen): Mehrfachstreuung (Einzelstreuung). Superposition von Mehrfach- und Einzelstreuung gibt eine komplizierte sog. Vielfachstreuung. In der Folge handelt es sich immer bloß um Einzelstreuung.

1) Vorgetragen von E. Guth. Vgl. die vorl. Mitt., Zeitschr. f. Phys. **66**, 557, 1930.

Rutherfords (Phil. Mag. **21**, 669, 1911) Theorie der Einzelstreuung beruht bekanntlich auf folgenden Annahmen: a) Erhaltung von Energie und Impuls (Kernmitbewegung vorl. vernachlässigt), b) Anwendbarkeit der klassischen Mechanik, c) Atomkern und α-T. werden als Coulombsche Punktladungen behandelt, d) es wird nicht nach dem (unbeobachtbaren) Individual-Schicksal eines einzelnen α-T. gefragt, sondern nach dem wahrscheinlichen Verhalten vieler α-T. Hieraus folgt dann die Rutherfordsche Formel für die radiale Stromdichte der Streustrahlung:

$$i_r = \frac{i_0 e^2 Z^2}{16 r^2 E_a^2 \sin^4 \vartheta/2}. \qquad (1)$$

Hierbei bezeichnet i_0 die Stromdichte der einfallenden α-T. Nach (1) ist i insbesondere eine monotone Funktion von E_a. Diese Abhängigkeit[1]), ferner auch die von Z wurde bei der Streuung von α-T. an schweren Kernen, von *Cu* (29) aufwärts vielfach und sehr gut bestätigt.

B. Übersicht über das Beobachtungsmaterial bei der anomalen Zerstreuung von α-T.

Bei Wasserstoff fanden Rutherford (Phil. Mag. **37**, 537, 1919) und später genauer Chadwick und Bieler (ebenda **42**, 923, 1921) bei festem Streuwinkel ($< 14^0\,29'$; diese obere Grenze folgt aus dem Impulssatz) und variabler Energie der einfallenden α-T. Streukurven von etwa folgendem Typus (grob schematisch)[2]):

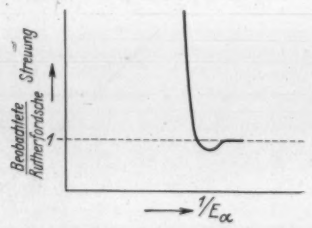


Fig. 1.

Als Ordinaten sind hierbei — wie auch in der Folge immer — die Verhältnisse der beobachteten zu der aus Rutherfords Theorie, d. h. aus der Annahme des Coulombschen Gesetzes folgenden Anzahl der gestreuten α-T. aufgetragen. Das Charakteristische ist hierbei die starke übernormale (bis 80fache Coulombsche) Streuung, in die die anfangs (bei kleineren Geschwindigkeiten) Coulombsche Streuung sehr schnell übergeht. Wir sehen ferner, die anomale Streuung ist auf einen relativ engen Energie- bzw. Geschwindigkeitsbereich beschränkt. Diesem Sachverhalt werden wir — in allen bisher untersuchten Fällen — später auch noch begegnen. Im übrigen wollen wir uns hier mit der anomalen Streuung an Wasserstoff und Helium (Rutherford-Chadwick, Phil. Mag. (7), **4**, 605, 1927) nicht weiter befassen, da die zu entwickelnde Theorie für diesen Zweck erst noch erweitert werden muß. (Benutzung der entarteten hypergeometrischen Funktion direkt.) Nur ein Versuchsresultat Chadwicks (Proc.Roy.Soc.**123**, 124, 1930) über die Streuung von α-T. an *He* sei noch erwähnt. Chadwick fand bei $\vartheta = 45^0$ (genauer zwischen 40^0 und 50^0) eine Streukurve von etwa folgendem Typ (grob schematisch):

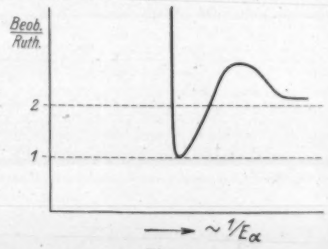


Fig. 2.

Daß die Streuung bei kleinen Geschwindigkeiten gerade verdoppelt wird, liegt am Austausch, bei Gültigkeit der Einstein-Bosestatistik (bei Gültigkeit der Fermi-Diracstatistik wäre der klass. Wert gerade halbiert), wie Mott (Proc. Roy. Soc. A. **126**, 259, 1930) voraussagte. Bei durchgängiger Gültigkeit des Coulombschen Gesetzes und Berücksichtigung des Austausches sollte also die Streukurve durch die zur Abszisse parallele Gerade im Abstand zwei dargestellt sein. Dies ist aber ersichtlich nicht der Fall.

In späteren Versuchen von Blackett und Champion (Proc. Roy. Soc. A. **130**, 380, 1931) ist v so klein, daß keine merklichen Abweichungen der Streuung bei 45^0 von der Geraden 2 auftreten. Diese Versuche zeigen auch, daß für die α-T. die Einstein-Bosestatistik gilt.

Die Versuche an Magnesium und Aluminium sind in erster Linie zum qualitativen (und später

1) Die Abhängigkeit von i_r von E_a ergibt eine Prüfungsmöglichkeit der Annahme c), wie Darwin betonte. Klassisch wird mit einem Kraftgesetz $\sim 1/r^n$,

$$i_r \sim (1/E_a)^{\frac{2}{n-1}}.$$

2) Hier — wie in der Folge — zeichnen wir immer bloß schematische Figuren, da ein quantitativer Vergleich mit der Theorie erst später vorgenommen werden kann.

auch quantitativem) Vergleich mit der Theorie heranzuziehen.

Bieler (Proc. Roy. Soc. A. **105**, 434, 1924) untersuchte bei *Al* und *Mg* die Winkelabhängigkeit der Streuung von 20°—100° bei zwei verschiedenen Geschwindigkeiten. Seine quantitativen Resultate sind jedoch durch spätere Versuche von Riezler überholt (vgl. D.).

Rutherford und Chadwick (Phil. Mag. **50**, 889, 1925) untersuchten sodann die Streuung bei festen großen Streuwinkeln und verschiedenen Geschwindigkeiten. (Je größer der Streuwinkel ist, desto näher kommen Kern und α-T. zueinander und desto eher hat man Aussicht, auf Abweichungen vom Coulombschen Gesetz zu stoßen.)

Das Ergebnis für *Al* zeigen die Fig. 3 (90°) und 4 (135°). Hierbei sind Beob/Ruth als Funktion der reziproken Energie bzw. der Apsidendistanzen D der klassischen Streutheorie der einfallenden α-T. aufgetragen. Man sieht, für kleine

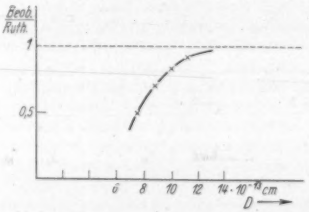


Fig. 3.

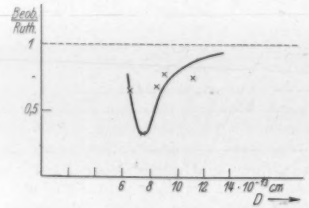


Fig. 4.

E_α ist die Streuung „angenähert normal. Mit wachsender Geschwindigkeit wird sie sodann unternormal, passiert ein Minimum $> O$ und steigt sodann sehr steil an. In Fig. 3 bei 90° fehlt dieser Wiederanstieg. Dies ist jedoch wahrscheinlich nur darauf zurückzuführen, daß man nicht zu noch höheren E_α übergehen konnte. Vergleicht man ferner Fig. 4 mit Fig. 1, so hat man einerseits den Eindruck qualitativ desselben Verlaufs der beiden Streukurven für H (!) und *Al*, andererseits wird hierdurch nahegelegt, daß bei noch größeren E_α — als wir heute zur Verfügung haben — die Streuung bei *Al* gleichfalls beträchtlich übernormal sein würde. Der Geschwindigkeitsbereich anomaler Streuung ist allenfalls sehr eng und liegt etwa zwischen $1{,}6—1{,}7 \cdot 10^9$ cm sec^{-1}.

C. Mängel der bisherigen theoretischen Ansätze zur Deutung der anomalen α-Streuung.

Die bisherigen theoretischen Ansätze (zitiert in der vorl. Mitt. zur Deutung der anomalen α-Streuung) sind unzureichend.

a) Die klassischen Ansätze, die nur an Stelle des Coulombschen Gesetzes $\frac{2Ze^2}{r}$ für die Wechselwirkung zwischen Kern und α-T. Potentiale von der Gestalt: $\frac{2Ze^2}{r} - \frac{A}{r^n}$; $n = 2, 3, 4$ (Polarisation) verwendeten; die Annahmen a), b) und d) der Rutherfordschen Streutheorie hingegen beibehielten, sind unzureichend deshalb, weil die α-T. ja den durch den obigen Wechselwirkungs-Energie-Ansatz charakterisierten Potentialberg durchdringen können, auch wenn ihre Energie E_α kleiner ist als das Maximum des Potentials. Es muß somit wellenmechanisch gerechnet werden.

b) Die bisherigen wellenmechanischen Ansätze (Anwendung der Bornschen Stoßmethode) versagten, da man hier diese Störungsmethode nicht anwenden kann (vgl. vorl. Mitt. l. c. Chr. Möller, Zeitschr. f. Phys. **66**, 513, 1930 und Th. Sexl, ebenda, **67**, 766, 1931). Es muß somit exakt (im Gegensatz zur Störungsmethode) gerechnet werden.

D. Skizzierung der wellenmechanischen Theorie der anomalen α-Streuung.

Grundlage für das Folgende ist die Gordon-Mottsche Theorie der Streuung von geladenen Teilchen in einem Coulombfeld in Polarkoordinaten[1]) — oder die Theorie der Beugung des Lichtes an kleinen Kugeln (Mie, Debye). Wegen unserer Potentialwahl (vgl. unten) lassen sich nämlich keine parabolischen Koordinaten verwenden. — Wir verwenden — wie Gordon — die sog. Methode der Partikularlösungen — Zerlegung nach Kugelwellen.

1) W. Gordon, Zeitschr. f. Phys. **48**, 180, 1928; N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. A. **118**, 542, 1928. Bemerkt sei, daß den Gordon-Mottschen Außenraumlösungen (von einem gewissen großen $r = R$ an wird $U(r) = 0$ gesetzt, bei R Lösungen aneinandergestückelt und sodann zu $\lim R \to \infty$ übergegangen), keine physikalische Bedeutung zukommt. Über eine konsequentere Methode vgl. die ausführl. Arbeit.

Wir berechnen nun die Streuung von α-T. unter den folgenden Annahmen (vgl. A.).

a) Erhaltung von Energie und Impuls. Hierbei werden nur elastische Stöße in Betracht gezogen; unelastische, die zur Zertrümmerung führen, dagegen vorläufig weggelassen.

b) Anwendbarkeit der Wellenmechanik.

c) Abgebrochener Coulombberg — Wechselwirkung (zur ersten Orientierung).

$$U(r) = \frac{2e^2 Z}{r} \quad \text{f. } r > r_0 \qquad (2a)$$

$$U(r) = 0 \quad \text{f. } r \leq r_0 \qquad (2b)$$

[$U(r) = \text{const.}$ ist sofort aus den Formeln für $U(r) = 0$ durch Einführung eines Brechungsindex erhältlich.]

Es handelt sich dann um die Angabe einer Lösung der Schrödingergleichung im obigen Potentialfeld:

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(E_\alpha - U)\psi = 0, \qquad (2)$$

die im Außenraum, d. h. für große Abstände (Verwendbarkeit asympt. Entw.) einer einfallenden ebenen Welle vorgegebener Richtung und Amplitude (auf eins normiert!) und einer Streuwelle entspricht.

Dividieren wir — zwecks Anschluß an die übliche Darstellung der Beobachtungsergebnisse (vgl. B.) — die aus der Annahme des Kernpotentialverlaufs (2a, b) resultierende radiale Stromdichte der Streustrahlung durch die z. B. bei Gordon [l. c. Fl. (8)] angegebene Rutherfordsche Streuung, so resultiert als allgemeine Streuformel:

$$\left|\frac{\psi}{\psi_R}\right|^2 = 1 - \frac{4}{\varkappa}\sin^2\frac{\vartheta}{2}\,J\left(e^{i\frac{\varkappa}{2}\ln\sin^2\frac{\vartheta}{2}}K\right) + \frac{4}{\varkappa^2}\sin^4\frac{\vartheta}{2}\,|K|^2, \qquad (2)$$

wobei

$$K = \sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\,e^{2i\left[\Theta\left(l+1,\frac{\varkappa}{2}\right)-\Theta\left(1,\frac{\varkappa}{2}\right)\right]} K_l P_l(\cos\vartheta)$$

und hierin (über $\varkappa$ vgl. Fußnote 1 auf dieser Seite)

$$\Theta(n,m) = \arg\Gamma(n+im) = \sum_{\nu=0}^{\infty}\left(\frac{n}{m+\nu} - \operatorname{arctg}\frac{n}{m+\nu}\right),$$

[vgl. Nielsen, Handb. d. Gammafunktion, Teubner, Leipzig 1906, S. 23, Fl. (1)—(4)], $P_l(\cos\vartheta)$ die gewöhnliche Legendresche (zonale) Kugelfunktion bezeichnet. K_l ergibt sich aus der Forderung der Stetigkeit der auftretenden (radialen) Wellenfunktionen und ihrer Ableitungen bei r_0.

An dieser Stelle können anstatt der genauen Lösungen ihre asymptotischen Darstellungen verwendet werden[1]). Und zwar benötigt man für die Lösungen von (2) im Coulombfeld und ihre Ableitungen asymptotische Entwicklungen bei gleichzeitigem proportionalen Anwachsen von Parameter und Argument[2]), die nach der Debyeschen Sattelpunktsmethode berechnet wurden (für $l = 0$ schon bei Th. Sexl, Zeitschr. f. Phys. **56**, 72, 1929); K_l kann nun in zwei Faktoren aufgespalten werden. Der erste Faktor (entspricht der Durchlässigkeit in der Theorie des α-Zerfalls) ist rasch veränderlich und beschränkt den Bereich anomaler Streuung auf ein sehr enges Geschwindigkeitsintervall. Der zweite Faktor hat einen Resonanznenner und reguliert den Verlauf der Streukurve in dem Bereich anomaler Streuung. In den zweiten Faktor gehen auch die Lösungen von (2) mit (2b) [Besselfunktionen: $J_{l+1/2}(x_0)$] ein. Für diese braucht man, je nachdem, ob $l + 1/2 \ll x_0$, $l + 1/2 \leq x_0$, $l + 1/2 \gg x_0$, die verschiedenen bekannten (Debyeschen) asymptotischen Darstellungen einzusetzen. — Hierbei sollen jeweils nicht bloß die dominanten Terme der betreffenden Entwicklungen angesetzt, sondern zur Probe auch noch die zweiten Terme mitgenommen werden. Ferner ist noch auf das Stokessche Phänomen zu achten usw.

E. Vorläufiger qualitativer Vergleich mit der Erfahrung.

Als Beispiele seien angegeben: für Aluminium ($Z = 13$) mit $r_0 = 5 \cdot 10^{-13}$ cm (probeweise; r_0 ist der einzige willkürliche Parameter in unserer vorläufigen Theorie):

a) Winkelverteilung für $v = 1{,}6$. Unter Mitnahme bloß der nullten Kugelfunktion ergibt sich als Winkelverteilung für die anomale Streuung eine gewissermaßen nach $\vartheta = 0$ zu gedämpfte Welle wie Herr Beck[3]) durch qualitative Betrachtungen in Analogie zum Ramsaueffekt zuerst schloß. (Inwiefern eine derartige Analogie vorhanden ist, wird in der ausführlichen Arbeit diskutiert.) Neuere, noch

1) Hierbei wird — wie auch in der Theorie des α-Zerfalls — angenommen, r_0 sei so groß, daß das Argument: $x_0 = kr_0 = 2\pi/\lambda \cdot r_0 = \frac{2\pi m v}{h} r_0 > 5$ wird. Es soll noch versucht werden, diese Annahme — hier wie dort — zu rechtfertigen. Da der Parameter: $\varkappa = 2\pi/\lambda \cdot r^* = \frac{8\pi e^2 Z}{hv}$ unabhängig von r_0 ist, müßten nämlich, wenn r_0 „in Wirklichkeit" klein wäre, bei r_0 die genauen Lösungen verwendet werden.

2) Vorl. wurde gerechnet für $\varkappa/x_0 = r^*/r_0 = (E_{\text{pot}}/E_\alpha)\frac{r^*}{r_0} > 1$, d. h. $E_\alpha < 2e^2 Z/r_0$.

3) Zeitschr. f. Phys. **62**, 331, 1930.

unpublizierte Versuche von Riezler[1]) in Cambridge zeigen, daß die Streukurven auch wirklich so ausschauen. (Bielers Versuchsungenauigkeit war zu groß, um dies erkennen zu können. Die Andeutung einer Welle läßt sich aber vielleicht schon aus seinen Versuchen entnehmen.) Dabei ergibt sich für große Winkel eine stark übernormale Streuung. Die hier entwickelte Theorie führt zwanglos zu einer Deutung dieses Sachverhaltes. Unter kleinen Streuwinkeln werden nämlich nur jene α-T. merklich anomal gestreut, die dem Kern am nächsten kommen. Das sind aber die α-T. mit dem kleinsten Drehimpuls $l = 0$. Also gibt für kleine Streuwinkel ($\sim 45^0$, bei unseren numerischen Verhältnissen) schon der nullte Kugelfunktionenterm allein eine vernünftige Näherung. Mit wachsendem Streuwinkel kommen nun auch die α-T. mit größeren Drehimpulsen $l = 1, 2 \ldots$ dem Kern hinreichend nahe. Daher müssen dann auch noch die weiteren Kugelfunktionenterme mitgenommen werden und diese verursachen gerade eine starke Übernormalität.

b) Geschwindigkeits- (Energie-) Abhängigkeit für $\vartheta = 90^0$. Ungerade Kugelfunktionen fallen fort.

Es resultiert eine Streukurve vom Typus der Fig. 5 (vgl. hierzu qualitativ Fig. 3 u. 4).

c) In der v-Abhängigkeitskurve für $\vartheta \neq 90^0$ (wenn auch die ungeraden Kugelfunktionen hereinspielen) scheint außer bei $v \sim 1{,}6 \cdot 10^9$

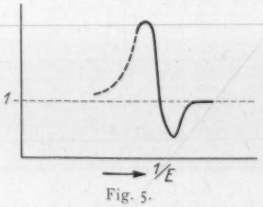


Fig. 5.

auch bei $v \sim 1{,}3 \cdot 10^9$ eine Anomalie vorzuliegen. Experimentell wurde sie noch nicht untersucht.

Es ist also nicht ganz unbefriedigend:

1. Für die Winkelabhängigkeit: Erhaltung der auch experimentell gewonnenen Wellenlinie.

2. Für die Geschwindigkeitsabhängigkeit:

a) Der Bereich anomaler Streuung ist auf ein enges v-Intervall beschränkt.

b) Es resultiert ein endliches Minimum > 0. Daß dies nicht — analog dem Maximum — bei $(-) \infty$ liegt, bewirkt der dritte Term mit $|K|^2$ in (2), der für sehr große K überwiegt.

c) Der Wiederanstieg erfolgt sehr steil. Es besteht somit Hoffnung mit Erweiterung der Theorie auch bei H und He durchzukommen.

d) Die Unendlichkeitsstelle von K_l liegt ungefähr an der richtigen Stelle. Ab $l = 6$ hat übrigens K_l keine Unendlichkeitsstelle mehr.

Schließlich sei ausdrücklich betont, daß es sich hier nur um vorläufige Resultate handelt. Es muß noch gezeigt werden, wieweit diese a) von der Mitnahme noch höherer P_l, b) und insbesondere vom benutzten einfachsten Kernmodell abhängen. An dieser Stelle kann vermittels asymptotischer Entwicklungen auch eine Polarisation $\sim 1/r^4$ mitgenommen werden usw. Ferner müssen eine Reihe mathematischer Fragen erledigt werden. Sodann sollen Zertrümmerung und Anregung behandelt werden, indem für die U_a (und U_p) die bei der Streuung eingehenden Potentiale gesetzt werden und die Wechselwirkung α-T.-Proton in 1. Näherung nach Coulomb angenommen wird. In nächster Näherung kann hierfür die Streuung von α-T. in He herangezogen werden, deren Theorie demnächst gleichfalls entwickelt werden soll. — Die Frage ist dann, wie weit man Streuung, Zertrümmerung und Anregung simultan und konsistent durch ein festes Kernfeld überhaupt beschreiben kann.

I. α-Teilchen-Probleme. 2. Experiment.

Einleitendes über Atomzertrümmerung.

Den ersten Nachweis der Atomzertrümmerung hat bekanntlich Rutherford im Jahr 1919 geliefert, indem er zeigte, daß die α-Strahlung eines $RaB + C$-Präparates, die eine Atmosphäre von Stickstoff durchsetzte, Anlaß zu weitreichenden Strahlen gab, die nicht auftraten, wenn CO_2 oder O_2 durchstrahlt wurde. Als Protonen wurden diese Teilchen durch Ablenkung im Magnetfeld identifiziert. Die Rutherfordschen Versuche zeigen auch klar, daß die üblichen Energiequellen versagen müssen, wenn man Atomkerne zertrümmern will, denn der Energie eines zertrümmernden α-Teilchens entspräche He-Gas einer Temperatur von $6 \cdot 10^{10}$. Weitere Versuche bestätigten das Phänomen der „Atomzertrümmerung" und räumten den speziellen Vorwurf, daß die beobachteten Strahlen „natürliche" H-Teilchen wären, einwandfrei auf die Seite.

Die späteren Versuche hatten zum Ziel, die feineren Eigenschaften der Atomtrümmer (H-Teilchen, denn nur Protonen sind bis heute neben den Restatomen als Abbauprodukte gefunden

[1]) Ihre Kenntnis verdanken wir einer freundlichen brieflichen Mitteilung von Herrn Beck bzw. mündlichen Mitteilung von Herrn Blackett.

worden) und die genauen Bedingungen der Zertrümmerung zu erfahren, und zwar interessierten besonders:

1. Ausbeute der *H*-Teilchen in Abhängigkeit:
   a) der zertrümmerten Elemente [Masse (Isotope), Ordnungszahl].
   b) der Geschwindigkeit der Primärstrahlung.
   c) des Winkels zwischen Primärstrahl und Aufpunkt.
2. Energie der *H*-Teilchen in Abhängigkeit:
   a) vom zertrümmerten Element.
   b) von der Energie der Primärteilchen.
   c) vom Winkel.
3. Wärmetönung bzw. bei der Zertrümmerung eventuell auftretende γ-Strahlung.
4. Schicksal der α-Teilchen nach der Zertrümmerung.

Experimentell werden diese Fragen beantwortet entweder durch Reichweitenmessungen der *H*-Teilchen mit variabler Primärenergie der α-Teilchen (Absorptionsfolie im Primär- bzw. Sekundärstrahl), wobei als Indikator in früheren Versuchen szintillierende Präparate verwendet wurden, während später der Geigerzähler mit Elektrometer und photographischer Registrierung (W. Bothe und H. Fränz, Zeitschr. f. Phys. **43**, 456; **49**, 1) oder mit Verstärker (G. Ortner und G. Stetter, Zeitschr. f. Phys. **54**, 449, Ward, Wynn-Williams und Cave, Proc. Roy. Soc. A. **125**, 713), oder eine Ionisationskammer mit Elektrometer (Hoffmann und Pose, Zeitschr. f. Phys. **56**, 405) oder mit Verstärker (J. Chadwick, J. E. R. Constable und E. C. Pollard, Proc. Roy. Soc. A. **130**, 463) zum Nachweis der Atomtrümmer dienten. Auch wurden durch Wilsonaufnahmen Richtung und Reichweiten der Zertrümmerungsprodukte festgestellt (Blackett, Proc. Roy. Soc. A. **107**, 349, Harkins). Diese Methode ist zwar einwandfrei, indem man direkt die am Prozeß beteiligten Partner photographiert, aber sie ist äußerst mühsam, wenn man bedenkt, daß im besten Falle nur eine Zertrümmerung auf ungefähr 10^5 aufgenommene Wilsonbahnen kommt.

Kurze Zusammenfassung der in bezug auf Atomzertrümmerung bisher erreichten Resultate.

1. Von den leichteren Elementen des periodischen Systems haben sich nach den bisherigen Beobachtungen (hauptsächlich aus den Cambridger Laboratorien) nur die gesternten Elemente zertrümmern lassen:
H He Li Be B C N* O F* Ne* Na* Mg* Al* Si* P* S* Cl* A? K*.*

Es sind also bloß die leichten Elemente zertrümmerbar. Gemäß dem engen Zusammenhang zwischen anomaler Streuung und Zertrümmerung (vgl. I. 1. Ref. ü. Vortr. Gamow, D. u. Autoreferat, Schluß) sind mit den verfügbaren α-Strahlen die Elemente wahrscheinlich höchstens bis *Cu* (29) zertrümmerbar. Dieses Element streut nämlich nach Chadwick bereits normal. — Bei schwereren Kernen könnte höchstens eine evtl. Resonanzzertrümmerung stattfinden. Die Akten über die Existenz eines solchen Prozesses sind aber noch nicht geschlossen. Vgl. Disk. ü. Vortr. Meitner.

Nach den Wiener Messungen dagegen sollen fast alle (auch die schweren) Elemente zertrümmerbar sein. Auch wurden in Wien im allgemeinen viel mehr Atomtrümmer gezählt, als in Cambridge.

2. Nach den Rutherfordschen Beobachtungen liefern Elemente ungerader Ordnungszahl zahlreichere Protonen und auch von größerer Energie (Reichweite) als solche gerader. Dies wird in Zusammenhang gebracht mit der Häufigkeit des Vorkommens der letzteren in der Erdkruste (Harkins), ferner daß sie mehrere Isotope mit beträchtlichen Massendifferenzen besitzen und schließlich auch größere Massendefekte aufweisen (Aston), als die Elemente ungerader Ordnungszahl, die auch weniger häufig vorkommen und zumeist nur zwei Isotopen mit einem Massenunterschied zwei besitzen. Auch haben die Elemente gerader Ordnungszahl keinen Kernspin (in den bisher untersuchten Fällen, vgl. Tab. I in Ref. ü. Vortr. Schüler). Alles dies weist auf ihre große Stabilität hin.

1b und 2b. Bei der Zertrümmerung des Bors fanden Bothe und Fränz diskrete *H*-Strahlengruppen. Entsprechende Versuche von Pose an *Al* zeigten ebenfalls drei Gruppen, deren zweite und dritte nur beobachtet wird, wenn die α-Strahlen eine genau definierte Geschwindigkeit besitzen (Resonanzeindringung, siehe I. 1. Ref. ü. Vortr. Gamow, D.), während für das Zustandekommen der ersten keine scharf bestimmte Energie notwendig ist. Diese letzteren Gruppen werden mitunter einem Zertrümmerungsprozeß ohne Einfangung zugeschrieben.

1c und 2c. Nach Versuchen von Bothe hängt die Geschwindigkeit der *H*-Gruppen des Bors in einfach gesetzmäßiger Weise von der Emissionsrichtung ab, weniger die Intensität. Ähnliche Verhältnisse liegen nach Pose und Chadwick-Constable-Pollard beim *Al* vor, wo jedoch die Intensität stärker von der Richtung abhängt. (Siehe Ref. ü. Vortr. Bothe.)

3. Chadwick und Mitarbeiter finden die Wärmetönung Null für die ersten *Al/H*-Strahlgruppen und $5 \cdot 46 \cdot 10^{-6}$ Erg bzw. $7 \cdot 7 \cdot 10^{-6}$ Erg für die zweite bzw. dritte Gruppe. Hierbei wird angenommen: $R_p \sim v^{3,5}$. Oft wird auch

$K_p \sim v^3$ (entsprechend der Geigerschen Relation für α-T.) angesetzt. Beide Relationen wurden bisher experimentell nicht geprüft. Nach einer Diskussionsbemerkung Blacketts untersucht er gegenwärtig experimentell den Gültigkeitsbereich des aus der Betheschen quantenmechanischen Verbesserung der Bohrschen Bremsungstheorie folgenden Zusammenhang zwischen Reichweite und Energie der Protonen. Über die bei der Beschießung mit α-Teilchen auftretende Kern-γ-Strahlung siehe Ref. ü. Vortr. Bothe.

4. Durch Blackett (Wilsonaufnahmen) ist sicher nachgewiesen, daß bei der Zertrümmerung des Stickstoffs das α-T. im Kern stecken bleibt unter Aufbau desselben zu einem O_{17}-Kern (vgl. auch Ref. ü. Vortr. Blackett). — Bei Bor erscheint es nach den Versuchen von Bothe nicht unmöglich, daß von den dort aufgefundenen drei Reichweitegruppen die erste Gruppe (kürzester Reichweite) ein kontinuierliches Spektrum darstellt, also einer Zertrümmerung ohne Einfangung entspringt. Die zweite und dritte Gruppe sind homogener, könnten Linienspektren darstellen und aus einer Zertrümmerung mit Einfangung resultieren (vgl. auch Ref. ü. Vortr. Bothe). — Bei Aluminium erscheint es nach den Versuchen von Pose (Zeitschr. f. Phys. **64**, 1; **67**, 194) wahrscheinlich, daß von den dort aufgefundenen drei Reichweitegruppen (29, 47,5 und 58 cm nach vorwärts) die kürzeste ein kontinuierliches Spektrum darstellt, also einer Zertrümmerung ohne Einfangung entspringt. Die zweite und dritte Gruppe bildeten Linienspektren und wurden als Resonanzzertrümmerung interpretiert. Nach Vortrag Meitner[1]) jedoch fanden sich bei einer Wiederholung der Poseschen Versuche — unter Anwendung eines Spitzenzählers — bisher bloß die erste und dritte Gruppe vor und zwar wurden beide einer Zertrümmerung mit Einfangung aber ohne Resonanz zugeschrieben. Es wurde die Ansicht ausgesprochen, bei einem Zertrümmerungsprozeß werde das α-T. immer eingefangen und darauf hingewiesen, daß viele der Elemente durch Addition eines α-T. und Subtraktion eines Protons auseinander hervorgebracht gedacht werden können. — (Bei *B* und *Al* wurden Polonium α-Strahlen verwendet.)

Diskussionsbemerkungen.

Bothe (Gießen): Bei der Diskussion der „Resonanzzertrümmerung" (Resonanzeindringung mit Hinauswerfen eines Protons) ist ein wichtiger Punkt bisher nicht beachtet worden: die starke Wechselwirkung zwischen α-Teilchen und Proton bedingt starke Verwaschung des Resonanzniveaus (man kann von „Stoßdämpfung" der dem Resonanzniveau entsprechenden stehenden α-Welle sprechen), daher kann ein scharfer Resonanzeffekt vielleicht überhaupt nicht erwartet werden. Optisches Analogon: die Schärfe der Interferenzen in einer planparallelen Platte verschwindet, wenn die Platte stark absorbiert.

M. de Broglieu. Leprince Ringuet (Paris): Im Laboratorium von M. de Broglie sind von Leprince Ringuet Zertrümmerungsversuche von Aluminium mit Poloniumstrahlung ausgeführt worden. Die Apparatur ist jener in Cambridge ähnlich. Sie besteht aus Ionisationskammer mit Verstärker und Oszillograph. Letzterer ergibt auf dem Registrierstreifen einen kontinuierlichen Ausschlag von 1 mm, über den sich die Ausschläge der *H*-Teilchen bzw. α-Teilchen um 80 bzw. 20 mm erheben, bei einer Luftweglänge der Korpuskularstrahlung von 15 mm.

Man findet die *H*-Strahlgruppe von 30—32 cm sehr intensiv vor. Sie scheint durch α-Strahlung großer Energie hervorgerufen zu werden. Zwischen dieser Gruppe und der Reichweite von 45 cm wurde nichts beobachtet; dagegen traten zwischen 50 und 60 cm verschiedene Gruppen auf, deren eine in der Gegend von 50 cm sichergestellt ist.

Leprince Ringuet fügt hinzu, daß es möglich ist, mit der von M. de Broglie angegebenen Apparatur die Ionisationskurve eines Protons als Funktion seiner Geschwindigkeit aufzunehmen (analog der Braggschen Kurve für α-Strahlen). Die so erhaltene Kurve ist spitzer als die Braggsche; das Ionisationsvermögen eines *H*-Strahls pro cm ist ungefähr 5mal größer am Ende seiner Reichweite, als wenn es noch 30 cm Luft zu durchschreiten hat.

Es ist auch möglich, aus einem einzigen Oszillogramm eine Vorstellung über die Form der *H*-Strahlkurve zu erhalten, indem die Amplitude eines jeden Strahles auf dem Oszillogramm eine Angabe über seine Reichweite liefert.

W. Bothe (Gießen), Erzwungene Kernprozesse.

Diskrete *H*-Strahlengruppen wurden bei der Zertrümmerung des Bors (Bothe u. Fränz, Zeitschr. f. Phys. **49**, 22; **63**, 370 u. 381) und dann auch bei anderen Elementen aufgefunden (Pose, Chadwick). Die nächste Aufgabe wird sein, das Auflösungsvermögen der Anordnungen zu vergrößern, wobei wahrscheinlich noch mehr als die 3 jetzt bekannten Gruppen des Bors sich abtrennen werden (s. w. u.).

[1]) Auf Wunsch von Frl. Prof. Meitner wurde ihr Vortrag nicht referiert, da ihr Inhalt im wesentlichen einer Dissertation entnommen wurde, die später an anderer Stelle veröffentlicht wird.

Bei Zertrümmerung mit Einfangen des α-Teilchens läßt sich aus dem Impulssatz die Richtungsabhängigkeit der Reichweiten errechnen (Zeitschr. f. Phys. **51**, 613). Beim Bor stimmen die Versuchsergebnisse nicht ganz mit dieser Voraussage, obwohl die Reichweitemessungen durch die übereinstimmenden Ergebnisse anderer Autoren gesichert erscheinen (Chadwick, Constable u. Pollard; Meitner). Trotzdem kann kaum ein Zweifel sein, daß die homogenen H-Gruppen II und III des Bors durch Zertrümmerung mit Einfangen entstehen. Bei der kürzeren Gruppe II ist der zunächst entstehende Kern angeregt, so daß die Anregungsenergie gleich der Energiedifferenz der H-Gruppen II und III ist.

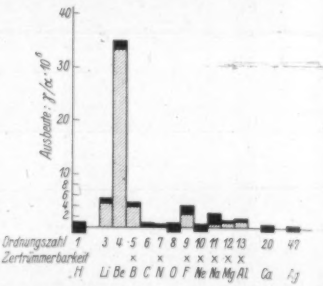
Von den beiden bekannten Borisotopen kann nach Ausweis der Massendefekte (Gamow) nur das B_{10} die Gruppen II und III liefern ($B_{10} + \alpha - H = C_{13}$). Es würde nämlich B_{11} in ein C_{14} übergehen, dessen Massendefekt nach der bekannten Wärmetönung des Prozesses größer als der von N_{14} wäre. Da C_{14} lediglich ein Elektron mehr als N_{14} hat, wäre zu erwarten, daß N_{14} sehr leicht unter Einfangen eines K-Elektrons in C_{14} übergeht, was der erfahrungsmäßigen Stabilität des N_{14} widerspricht.

Der Gruppe I des Bors muß nach ihrer Richtungsabhängigkeit ein anderer Prozeß zugrunde liegen. Nimmt man an, daß hier das α-Teilchen nicht eingefangen wird ($B - H = Be$), so führt dies zu Schwierigkeiten bezüglich des Massendefekts von Be, gleichgültig ob man von B_{11} oder B_{10} ausgeht. Wenn aber das α-Teilchen eingefangen wird, so sollte B_{11} in ein C_{14} übergehen, welches nach der bei der Gruppe I beobachteten Wärmetönung weniger stabil als N_{14} sein könnte und dann unter β-Emission weiter in N_{14} überginge. Wenn diese beiden Prozesse in einem ablaufen ($B_{11} + \alpha - H - \beta = N_{14}$), so ließe sich das abweichende Verhalten der Gruppe I verstehen.

Über die bei Beschießung von Atomen mit α-Teilchen auftretende γ-Strahlung. Wird ein Element mit α-Strahlung beschossen, so kann mittels Spitzenzähler + Verstärker + Zählwerk eine γ-Strahlung nachgewiesen werden (Zeitschr. f. Phys. **66**, 289). Die ungefähre Ausbeute an γ-Quanten pro 10^6 α-Teilchen kann aus nachstehender Figur entnommen werden. Gleichzeitig ist die Zertrümmerbarkeit eines Elementes mittels eines Sternes angegeben.

Man sieht, daß Zertrümmerbarkeit und Anregung nicht parallel gehen: Be gibt die intensivste γ-Strahlung, ist aber bis heute nicht zertrümmerbar, während beim sehr leicht zertrümmerbaren N keine γ-Strahlen gefunden wurden.

Die Messung des Durchdringungsvermögens und der Wellenlänge gestaltet sich bei der großen Härte und geringen Intensität dieser Strahlungen sehr schwierig. Für die Energie der bei Beschießung von B auftretenden γ-Strahlen ergab sich rund 10^6 ε-Volt. Man kann die Annahme machen, daß diese Strahlung entsteht, wenn B_{10}



unter Aussendung der H-Gruppe II in angeregtes C_{13} umgewandelt worden ist (s. o.) und dieses unter Ausstrahlung in den Grundzustand übergeht. Als Anregungsenergie ergibt sich jedoch aus der Energiedifferenz der H-Gruppen II und III der höhere Wert von rund $3 \cdot 10^6$ ε-Volt. Die Schwierigkeit kann beseitigt werden durch die Annahme, daß der Übergang in den Grundzustand nicht in einem Sprunge, sondern stufenweise erfolgt. Die den Zwischenstufen entsprechenden H-Gruppen könnten bei dem geringen Auflösungsvermögen der bisherigen Zertrümmerungsanordnungen der Beobachtung entgangen sein. Vielleicht hängt auch die γ-Strahlung überhaupt nicht mit der Zertrümmerung des B zusammen.

Die bei Beschießung von Be auftretende γ-Strahlung hat nach unabgeschlossenen Messungen eine Energie, welche derjenigen des primären α-Teilchens ($5 \cdot 10^6$ ε-Volt) zum mindesten sehr nahe kommt, wenn sie sie nicht überschreitet. Da außerdem diese Strahlung schon durch α-Strahlen wesentlich geringerer Energie erzeugt wird (vgl. die „Anregungskurve" Fig. 6 l. c.), muß man schließen, daß das α-Teilchen eingefangen wird. Da keine Protonen ausgesandt werden, haben wir einen einfachen Aufbauprozeß: $Be_9 + \alpha = C_{13}$. Dieses Einfangen kann mit merklicher Wahrscheinlichkeit nur dann erfolgen, wenn eine starke Wechselwirkung zwischen dem α-Teilchen und den Kernbestandteilen stattfindet, so daß z. B. mit dem Einfangen erst eine Anregung des Kerns verbunden ist, welche dann zur γ-Emission führt.

P. M. S. Blackett (Cambridge), Photographie künstlicher Zertrümmerungsbahnen.

Die Untersuchungen über die künstliche Zertrümmerung von Elementen unter Benützung einer Wilsonkammer sind weitergeführt worden. Es wurde eine automatische Apparatur gebaut, die erlaubte pro Minute 4 Wilsonaufnahmen zu machen. Dabei enthält jede Platte etwa 50 Bahnen. Um dieselben genau vermessen zu können, müssen sie auf der photographischen Platte vor allem scharf abgebildet werden. Man kann leicht einsehen, daß aus Gründen der geometrischen Optik die Abbildung dann gut wird, wenn die Linse geneigt ist. (Siehe Fig. 1.) Dabei ist P_1 bzw. P_2 erste bzw. zweite photographische Platte. Die Achsen der abbildenden Systeme treffen sich unter rechten Winkeln in der Wilsonkammer.

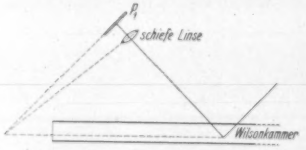


Fig. 1.

Das erste der untersuchten Elemente war Argon. Unter den 750000 aufgenommenen Bahnen war keine, die einer Zertrümmerung von A entsprochen hätte. Die zwei unelastischen Kollisionen, die festgestellt wurden, entsprechen wahrscheinlich der Zertrümmerung von Stickstoff, der dem Argon noch beigemischt war. Es wurde auch die Möglichkeit ins Auge gefaßt, daß die erwähnten beiden Wilsonbahnen von einer Zertrümmerung des Sauerstoffs herrühren. Obschon diese Interpretation in Hinsicht auf andere Experimente unwahrscheinlich erscheint, muß man diese Möglichkeit noch offen lassen.

Weiter wurden etwa 250000 Bahnen in Stickstoff (90 Proz. N_2 + 10 Proz. O_2) beobachtet und dabei zwei weitere Zertrümmerungen festgestellt.

Unter den 12 bis heute vom Autor erhaltenen Stickstoffzertrümmerungen (eine ist in Fig. 2 zu sehen) wurden die acht besten ausgewählt und die Bildungswärme Q des dabei resultierenden O_{17}-Kernes aus folgender Gleichung berechnet:

$$Q = \frac{1}{2} m v^2 \left[1 - \frac{m}{m_p} \frac{\sin^2 \omega}{\sin^2(\omega+\psi)} - \frac{m}{m_n} \frac{\sin^2 \psi}{\sin^2(\psi+\omega)} \right], \quad (1)$$

v bedeutet dabei die Anfangsgeschwindigkeit des α-Teilchens, m dessen Masse, m_p, m_n Protonen bzw. Kernmasse, ω und ψ die Winkel zwischen der Bewegungsrichtung des O_{17}-Kernes bzw. des Protons und der Verlängerung der α-Strahlrichtung. Fünf der beobachteten unelastischen Zertrümmerungen ergaben einen mittleren Wert von $Q = -1{,}39 \cdot 10^6$ V in Übereinstimmung mit den Resultaten anderer Beobachter. Die übrigen 3 Bahnen, die divergierende Resultate gaben, sind wahrscheinlich durch unmittelbar nach der Zertrümmerung stattgefundene Stöße gestört worden, oder durch

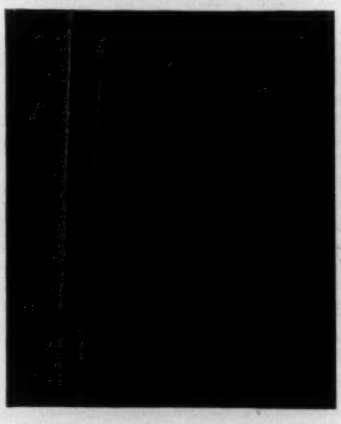


Fig. 2.

Überlagerung einer benachbarten Bahn. Für die fünf vorher erwähnten Bahnen beträgt die Abweichung in Q etwa $0{,}25 \cdot 10^6$ Volt, so daß der wahrscheinliche Fehler sich auf etwa $1 \cdot 10^5$ Volt beläuft. Unter den neuesten Aufnahmen ist besonders ein Zusammenstoß interessant, weil er eintrat, als das α-Teilchen nur noch eine Restreichweite von 2,5 cm besaß. Das herausgeworfene Proton hatte eine Reichweite von 3,5 cm, die fast in ihrer ganzen Länge photographiert werden konnte. In diesem Falle haben wir uns vorzustellen, daß dieses langsame α-Teilchen gerade genug Energie besaß, um die Kernpotentialschwelle zu überschreiten und daß das H-Teilchen sicherlich durch dieselbe hindurchgedrungen ist.

Diskussionsbemerkung:

Joliot (Paris): Die Weglänge der durch den Impuls der α-Strahlen in Bewegung versetzten Rückstoßstrahlen (He, N, O, A) ist viel größer,

als es die klassische kinetische Gastheorie voraussehen läßt. Dabei ist vorausgesetzt, daß der Wirkungsquerschnitt des sich mit großer Geschwindigkeit bewegenden Atomes der gleiche ist wie derjenige der sich mit der mittleren thermischen Geschwindigkeit bewegender Atome.

Pauli (Zürich): Wegen dem anscheinenden Versagen des Energiesatzes beim β-Zerfall wäre eine direkte Prüfung des Impulssatzes durch Untersuchung des Rückstoßes bei dem β-Zerfall eines einzelnen Kernes sehr erwünscht. — Nach Blackett sind jedoch die experimentellen Schwierigkeiten bei individueller Untersuchung des β-Rückstoßes zu groß. (Wegen der Schwierigkeiten, die schon bei Wilson-Aufnahmen des α-Rückstoßes erscheinen, vgl. nachf. Diskussionsbemerkungen Joliot.)

Joliot (Paris): Der α-Zerfall eines isolierten radioaktiven *An* und *AcA* Atoms wurde durch die Nebeltröpfchenmethode von C. T. R. Wilson beobachtet. Ein radioaktives Gas wird in die Apparatekammer eingeführt; während der Entspannung zerfallen eine Anzahl Atome unter Aussendung von α-Strahlen, deren Bahnen photographiert werden. Wird bei der Entspannung von gewöhnlichem Luftdrucke ausgegangen, dann zeigen die Aufnahmen leichte Verdickungen am Anfang der Bahnen der α-Teilchen. Diese Punkte des Nebels, die von einer besonders

Figur.

intensiven lokalen Ionisierung zeugen, rühren vom Rückstoß des Restes des dem radioaktiven Zerfall anheimfallenden Atoms her. Die Weglänge dieser Rückstoßstrahlen in Luft unter Atmosphärendruck ist von der Größenordnung eines Zehntels Millimeter. Um die Einzelheiten der Bahnen dieser Rückstoßstrahlen untersuchen zu können, ist es notwendig, von möglichst niedrigen Drucken auszugehen und ein leichtes Gas zu verwenden.

Akiyama verfolgte die Bahnen der Rückstoßatome von *An* und von *AcA* bei Drucken von der Größenordnung einiger Zentimeter *Hg* und stellte erstaunlicherweise fest, daß häufig (25 Proz. der Fälle) der Rückstoßstrahl nicht in die Verlängerung des α-Strahls fiel. Um diese Tatsache mit dem Fundamentalsatz von der Erhaltung des Impulses zu vereinbaren, nahm er an, daß beim Zerfall der Kern einen γ-Strahl von sehr hoher Energie aussendet, dessen Impuls $\frac{h\nu}{c}$ sich mit dem des α-Teilchens und dem des Rückstoßstrahles zusammensetzte. Einer Ablenkung des Rückstoßstrahles um 15° entspräche eine Masse des Photons $\frac{h\nu}{c^2}$, etwa einem Zehntel der Masse des Protons, was außerordentlich viel ist. Diese Deutung war daher schwerlich annehmbar.

Ich habe diese Versuche wieder aufgenommen, unter Verwendung eines neuen Wilsonapparates, der es gestattete, von einem der Dampfspannung des Wassers sehr nahe benachbarten Drucke auszugehen. Das Ausdehnungsverhältnis ist dann sehr hoch und der Enddruck, der unmittelbar nach der sehr raschen Senkung des Kolbens erreicht wird, beträgt nahezu einen Zentimeter *Hg*. Die Rückstoßstrahlen von *An* und von *AcA* haben dann eine freie Weglänge von etwa 7 mm und im allgemeinen eine komplizierte Form, wie aus der nebenstehenden Aufnahme ersichtlich ist.

1. Schließt der Rückstoßstrahl mit der Richtung des α-Strahles einen Winkel ein, dann beobachtet man eine dritte Bahn, die von dem Zerfallspunkte ausgeht. (1) Winkelmessungen, im Stereokomparator ausgeführt, beweisen, daß alle drei Bahnen in dieselbe Ebene fallen. Die Annahme der Emission eines den Zerfall von *An* und *AcA* häufig begleitenden sehr energiereichen γ-Strahles kann daher nicht aufrechterhalten werden und es ist klar, daß der Impulssatz erfüllt bzw. daß aus

diesen Versuchen nie auf ein Versagen des Impulssatzes geschlossen werden kann.

2. Entlang der Rückstoßstrahlen verästeln sich mehrere Bahnen, die von Stößen des Atomrestes gegen die leichten Gasatome herrühren. Ihre Längen sind von der Größenordnung, die sich unter der Annahme elastischer Zusammenstöße, auf Grund der Arbeit von P. M. S. Blackett berechnen. Um die Natur dieser Bahnen zu ermitteln, legte ich ein Magnetfeld von 1500—2000 Gauß, in der Richtung der Zylinderachse der Kammer, an. Ich konnte auf diese Weise feststellen, daß einige dieser Bahnen entweder natürliche sekundäre H-Strahlen der Rückstoßstrahlen oder (durch das Magnetfeld nicht abgelenkte) Sauerstoffstrahlen sind, andere δ-Strahlen darstellen. Die Deutung der Winkelmessungen zwischen dem Rückstoßstrahl und der vom Zerfallspunkte ausgehenden Begleitbahn stößt auf Schwierigkeiten. Diese Messungen ergeben nämlich, daß das für die Begleitbahn verantwortliche Atom eine Masse hätte, die mindestens einem Drittel der Masse des Rückstoßstrahles gleich wäre. Die Kammer enthält aber nur Wasserdampf und eine geringe Menge Luft, deren Molekeln ja viel leichter sind. Sucht man zunächst nach einer einfachen Deutung, so kann man annehmen, daß der Rückstoßstrahl im Gase Aggregate treffen könnte, entweder von radioaktiven oder von Wasserdampfmolekeln. Ich hatte anfangs die erste Möglichkeit in Betracht gezogen, da ja Versuche die Existenz von Assoziationen radioaktiver Moleküle erwiesen haben; die gemessenen Winkel lassen jedoch diese Deutung als wenig wahrscheinlich erscheinen. Außerdem zeigt die Figur, daß die Begleitbahn vom Zerfallspunkte des AcA, dem Endpunkt der Rückstoßbahn ausgeht, und es ist nicht anzunehmen, daß gerade an diesem Orte ein Aggregat radioaktiver Moleküle vorhanden sein sollte.

Es ist nun ein Stoß des Rückstoßstrahles gegen Wassermolekülaggregate (4 bis 6) in Betracht zu ziehen, die in dem Kammerraume zahlreich sein können. Man müßte annehmen, daß der radioaktive Körper im Augenblicke seines Zerfalles von sehr feinen Wassertröpfchen umgeben ist; es ist jedoch schwer denkbar, daß ein voluminöses Gebilde wie das durch den Zusammentritt mehrerer Wassermoleküle entstandene, sich beim Zusammenstoß wie ein einziges Molekül verhalten und eine der des Rückstoßstrahles vergleichbare Weglänge durchlaufen könnte. Würde ein einzelnes Wassermolekül dem Aggregat entrissen, dann müßte man, um die große Ablenkung des Rückstoßstrahles zu erklären, annehmen, daß die Bindungskraft zwischen dem fortgestoßenen Molekül und dem Rest des Aggregates bedeutend größer sei, als sich bei der Assoziation der elektrischen Momente erwarten läßt. Im übrigen ist der Rückstoßstrahl fähig, ein Wassermolekül unter Fortschleuderung eines Wasserstoffstrahls zu dissoziieren, ohne selbst erkennbar abgelenkt zu werden; in diesem Falle sind aber die Bindungskräfte zwischen dem Wasserstoff und dem Sauerstoff zweifellos viel größer als die, die Wassermoleküle zusammenhalten. Diese Deutungsschwierigkeit liegt wahrscheinlich an der Mangelhaftigkeit unserer Kenntnisse über die Art und Weise, wie Atome, die mit hoher Geschwindigkeit fortgeschleudert werden, die Materie durchdringen. Direkte Versuche ergaben, daß die fortgeschleuderten Rückstoßstrahlen nur ein oder zwei Elektronen verloren haben, daher muß ihr Querschnitt im Sinne der kinetischen Theorie, groß sein; die Rechnung ergibt, daß ihre freie Weglänge im Gase bedeutend kleiner sein müßte als die tatsächlich beobachtete. Es ist, als ob das fortgeschleuderte Atom einen Durchmesser $< 10^{-8}$ cm hätte und eine kleine Ladung, $1e$ oder $2e$, d. h. wie wenn der Wirkungsquerschnitt des bewegten Atoms mit wachsender Geschwindigkeit abnähme.

Eine weniger einfache Deutung bestände darin, daß man aus dem Aussehen der Aufnahmen schlösse, daß sich in gewissen Fällen bei dem α-Zerfall der radioaktive Kern in zwei Teile von hohen Massen spaltet. Träfe diese Deutung zu, dann müßte notwendigerweise die Zahl der vom An ausgesandten α-Teilchen bedeutend größer sein, als die Zahl der in gleicher Zeit vom AcC emittierten α-Partikeln, wobei diese beiden Stoffe im radioaktiven Gleichgewicht sein müßten. Das ist aber wahrscheinlich nicht richtig. Zählungsversuche sind gegenwärtig im Gange, ebenso analoge Versuche über Thoron und Radon.

II. Elektronen-Probleme.

H. Casimir (Leyden), Innerer und äußerer Photoeffekt.

A. Internal conversion.

Nach einem radioaktiven Zerfallsprozeß bleiben die Kerne häufig in einem angeregten Zustande zurück. Wenn der Kern nun wieder zum Normalzustande übergeht, können noch zwei verschiedene Prozesse stattfinden: entweder ein γ-Quant wird emittiert oder ein Elektron aus dem Atom herausgeworfen. Die Energien dieser sekundären β-Elektronen sind gleich $h\nu$-Ionisationsenergie. Diesen Prozeß nennt man „internal conversion". Es gelang Frl. Meitner[1])

1) Vgl. z. B. Ergebn. d exakt. Naturw. Bd. 3, S. 16off.

zu zeigen, daß der Prozeß nach, nicht vor dem radioaktiven Zerfall stattfindet: die Energiedifferenzen der verschiedenen sekundären β-Strahlen stimmen überein mit den Energiedifferenzen des entstehenden Atoms.

Die „internal conversion" (Umwandlung der Anregungsenergie des Kernes im Inneren des Atoms) ist ein Übergang zwischen Zuständen gleicher Energie. Man kann den Prozeß in zwei Teile aufteilen: inneren Photoeffekt und mystischen Kerneffekt (inneren Augereffekt). Wir wollen nun zunächst den ersten Effekt ins Auge fassen. Wenn der Abstand zum Kerne groß gegenüber den Kerndimensionen und größer als die Wellenlänge ist, kann man die Wechselwirkung zwischen Kern und Elektron gewiß beschreiben als das Feld eines strahlenden Hertzschen Dipols im Kerne. Die Übergangswahrscheinlichkeit, die von der Wechselwirkung in diesem Gebiete herrührt, kann man berechnen, und zwar kann der Beitrag zur Wahrscheinlichkeit einer β-Emission, der von der Wechselwirkung in diesem Gebiet herrührt, geschrieben werden als Produkt aus der Gesamtzahl der emittierten γ-Quanten und einem Faktor K, der bloß von der Wellenlänge des γ-Strahls abhängt und den wir als Koeffizienten des inneren Photoeffekts bezeichnen wollen. Sie wird gegeben durch das Matrixelement:

$$\int_0^\infty \psi_{\text{kont.}}\, U\, \psi_{\text{Grundzust.}}\, d\tau$$

wo U das Feld des Dipols darstellt. Die Integration darf von 0 bis ∞ erstreckt werden, weil, wenn man annimmt, daß die Wechselwirkung U die Wirkung eines Dipols ist, die Nähe des Kernes nicht wesentlich zum Integral beiträgt. Zuerst hat Miß Swirles[1]) hier Rechnungen ausgeführt. Diese sind aber nicht relativistisch, weshalb sie für sehr harte Strahlen ungültig sind; auch sind die Relativitätskorrektionen für den Grundzustand der radioaktiven Elemente nicht klein. Die Rechnung läßt sich für den Fall $E \gg mc^2$ leicht durchführen. Man setzt dann für $\psi_{\text{kontinuierlich}}$ die asymptotische Darstellung bei großem Argument und endlichem Parameter an und erhält:

$$K = \frac{1}{Z}\cdot\frac{1}{\varrho}\cdot\alpha^2\cdot(2\alpha)^{2\sqrt{1-\alpha^2}}\cdot\frac{\left|\Gamma\left(\sqrt{1-\alpha^2}-i\alpha\right)\right|^2}{\Gamma\left(2\sqrt{1-\alpha^2}+1\right)}\,e^{-2\alpha\arccos\alpha},$$

wobei $\alpha = \dfrac{Ze^2}{hc}$ und ϱ das Verhältnis des Impulses des emittierten Elektrons zu mc darstellt.

1) Proc. Roy. Soc., A, **116**, 491, 1927; **121**, 447.

Setzt man $Z = 83$ (*RaC*), so resultiert:

$$K = 0{,}82\cdot 10^{-3}\,\frac{1}{\varrho}.$$

Es zeigt sich: die gefundenen Werte sind viel kleiner als die experimentellen von Ellis und Aston[1]) (etwa 10 bis 15mal zu klein). Also: die experimentellen Werte können nicht als innerer Photoeffekt gedeutet werden; die „internal conversion" wird verursacht durch die unbekannte Wechselwirkung in der Nähe des Kernes. Vielleicht könnte man hier einen plausiblen Ansatz machen, darauf gehen wir aber nicht ein. Jedenfalls darf man aber wohl erwarten, daß die Wahrscheinlichkeit für das Stattfinden der „internal conversion" proportional der Dichte im Nullpunkt $[\psi^2(0)]$ sein soll. Dies folgt ja schon aus der Annahme der Anwendbarkeit der wellenmechanischen Störungstheorie schlechthin. Vergleicht man nun die Wahrscheinlichkeit der „internal conversion" für verschiedene Zustände desselben Atoms und für dieselbe γ-Linie, dann findet man experimentell für das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für einen 1 *S* und 2 *S* Term Zahlen zwischen 0,12 und 0,21, was innerhalb der Meßgenauigkeit mit dem Verhältnis der Dichten: 0,15 übereinstimmt. (In der Diracschen Theorie ist die Dichte auch für ein Elektron mit $j = {}^1/_2$, $l = 1$, $n = 2$ nicht null aber etwa 35mal kleiner als für $j = {}^1/_2$, $l = 0$, $n = 1$. Dies ist mit den letzten im Meitnerschen Institut ausgeführten Arbeiten (E. Stahel-G. Sizoo, Zeitschr. f. Phys. **66**, 441, Stahel, ebenda **68**, 1, Frl. Bramson, ebenda **66**, 21, 1931) im Einklang).

B. Photoeffekt.

Es ist wichtig, den Photoeffekt für sehr harte Strahlen zu kennen. Die Messungen der „internal conversion" werden in folgender Weise ausgeführt: man bestimmt die Zahl der sekundären β-Elektronen. Die Zahl der γ-Quanten wird nur bestimmt, indem man die Zahl der aus Platin ausgelösten Photoelektronen mißt. Dazu muß man aber den Koeffizienten des Photoeffektes kennen. Man verwendet eine Formel von Gray, die im wesentlichen eine Extrapolation durch einen im Röntgengebiet gelegenen Punkt ist. Die Werte sind also sehr unsicher (allerdings folgt schon aus der Abhängigkeit der „internal conversion" von der Frequenz, die ziemlich regellos ist, daß dieses an unserem Schluß, daß kein innerer Photoeffekt vorliegt, nichts ändert). Die Rechnungen machen es wahrscheinlich, daß der Photoeffekt größer ist, als aus der Grayschen Formel folgt.

1) Ebenda, **129**, 180, 1930.

Zweitens ist es für die Messungen über Streuung der γ-Strahlen wichtig zu wissen, wie groß der Photoeffekt ist. Eine Rechnung gültig für alle Frequenzen (man muß ebenso wie bei der „internal conversion" 1. relativistisch rechnen, 2. die Retardierung berücksichtigen), stößt auf große Schwierigkeiten. Für den Fall $E \gg mc^2$ kann man, indem man wieder für die auslaufenden Elektronen die asymptotischen Darstellungen verwendet, durchkommen. Die Rechnungen sind noch nicht zu Ende geführt. Vorläufiges Ergebnis:

a) der Photoeffekt ist proportional λ.

b) Für leichte Elemente (wo wir die Relativitätskorrekturen des Grundzustandes noch vernachlässigen dürfen): Proportional Z^5. Also: Photoeffekt = Konst. $\lambda \cdot Z^5$.

H. Schüler (Potsdam), Hyperfeinstrukturen und Kernmomente[1]).

Während es im allgemeinen gelingt, die Spektrallinien mit Hilfe der altbekannten Elektronenquantenzahlen zu klassifizieren, so findet man bei einzelnen Multiplettlinien eine sehr feine Komplexstruktur, die in keiner Weise als eine Wirkung nur der Atomelektronen allein erklärt werden kann. Diese Erscheinung nennt man allgemein Hyperfeinstruktur. Pauli[2]) stellte als Erster die Vermutung auf, daß die Hyperfeinstruktur von einer „ausgezeichneten Achse" im Kern herrühren könnte. Diese Achse könnte z. B. durch die Richtung eines magnetischen Momentes bestimmt sein. Dabei würde der Kern allgemein ein mechanisches Impulsmoment von der Größe $i\,h/2\pi$ besitzen, wo i eine neue Quantenzahl, die „Quantenzahl des Kernspins", vgl. Einleitung 3, bedeutet. Die Wechselwirkung eines solchen Kernspins mit den Momenten der Hüllenelektronen ergibt tatsächlich eine Aufspaltung der einfachen Multipletterme. Setzt man nämlich das Gesamtimpulsmoment der Elektronen vektoriell mit dem des Kerns zusammen, wie man es bei Bahn- und Elektronenspinmomenten gewohnt ist, so erhält man ein Moment des ganzen Atoms, gegeben durch die Quantenzahl f. Und zwar erhält man zu einem festen Wertepaar (i, j) $2i+1$ oder $2j+1$ verschiedene f-Werte, je nachdem j größer oder kleiner als i ist. Da hier die Wechselwirkung Kern — Elektronenhülle in genauer Analogie steht zur Wechselwirkung Bahn — Spinimpuls, so ist klar, daß auch hier die Auswahlregeln $\Delta f = 0, \pm 1$ wie für j sind (verboten ist $f = 0 \to f = 0$).

In bezug auf die Bestimmungen der Intensitäten der Hyperfeinstrukturen werden die gewöhnlichen Multiplett-Intensitätsregeln angewendet. Experimentell sind sie beim *Cd*, *Tl* und *Li* bestätigt[1]).

Wenn wirklich die Hyperfeinstrukturen nur von einem magnetischen Moment des Kerns herrühren sollen, besteht die Hauptaufgabe darin, die Größe von i und die absolute Größe des magnetischen Momentes zu bestimmen. Dazu hat man folgende Möglichkeiten:

a) Messung der Hyperfeinstruktur (ohne Feld),

b) Untersuchung des Zeemaneffektes,

c) Bestimmung aus dem Intensitätswechsel an Banden (vgl. Einleitung 3).

Auf diese Weise sind heute an vielen Elementen die Kernmomente bestimmt worden. Folgende Tabelle soll eine vorläufige Zusammenstellung geben (vgl. auch Zus. Bericht R. de L. Kronig u. S. Frisch, Physik. Zeitschr. **32**, 457, 1931).

Ganz besonderes Interesse erheischt der Fall des *Cd*[2]), das von Schüler und Keyston ausgemessen wurde. Hier findet man nämlich, daß Terme (auch S-Terme) mit größerem f tiefer liegen als solche mit kleinem f. Der Schwerpunkt des zu den ungeradzahligen Isotopen (113, 111; $i = 1/2$) gehörigen Liniengebildes fällt zusammen mit den entsprechenden Linien der geradzahligen Isotopen (116, 114, 112, 110; $i = 0$). (Über Deutungsmöglichkeiten für die Erscheinung siehe unter Pauli-Diskussion.)

Wichtig ist auch die Hyperfeinstruktur von *Li* II., weil es sich hier um das einfachste Atom mit zwei Elektronen handelt, die Hyperfeinstrukturen aufweist. Dieser Fall ist experimentell von Schüler[3]) und theoretisch von Güttinger und Pauli[4]) untersucht worden. In der Theorie wird hier berücksichtigt, daß Hyperfeinstruktur und normale Multiplettstruktur des ^3P-Termes von gleicher Größenordnung sind. (Vgl. auch G. Breit u. F. W. Doermann, Phys. Rev. **36**, 1732, 1930, wo beim ^3S-Term die (kleine) Wasserstoffunähnlichkeit der Eigenfunktionen berücksichtigt wird.)

---

1) Bei der Abfassung dieses Ref. wirkte Herr P. Güttinger-Zürich freundlicherweise mit.

2) W. Pauli, Naturwissensch. **12**, 741, 1924. Erste genauere Anwendung (auf *Bi*): S. Goudsmit u. E. Back, Zeitschr. f. Phys. **43**, 321, 1927; **47**, 174, 1928.

1) H. Schüler u. J. E. Keyston, s. Fußnote 2); l. c. Zeitschr. f. Phys. **70**, 1, 1931.; H. Schüler, s. Fußnote 3); P. Güttinger u. W. Pauli, Zeitschr. f. Phys. **67**, 743, 1931.

2) H. Schüler u. J. E. Keyston, Zeitschr. f. Phys. **67**, 433, 1931.

3) H. Schüler, Zeitschr. f. Phys. **42**, 487, 1927; **66**, 31, 1930.

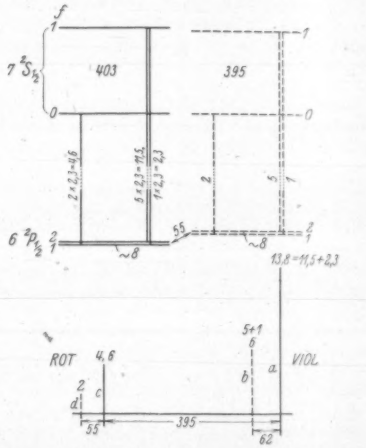
4) P. Güttinger, Zeitschr. f. Phys. **64**, 749, 1930; P. Güttinger u. W. Pauli, ebenda **67**, 743, 1931.

Tabelle I.

Element	Zahl der Kernteilchen: Protonen	Zahl der Kernteilchen: Elektronen	Kernmoment i	Beobachtung am
1 *H*	1	0	$^1/_2$	Mol.
2 *He*	4	2	0	Mol.
3 *Li* 6	6	3	0	Atom
3 *Li* 7	7	4	$^3/_2$	Mol., Atom
6 C_{13}	12	6	0?	Mol.
7 N_{14}	14	7	1 (!)	Mol.
8 O_{16}	16	8	0	Mol.
9 *F*	19	10	$^1/_2$	Atom
11 *Na*	23	12	$^3/_2$?	Atom
13 *Al*	27	14	$^5/_2$?	Atom
17 Cl_{35}	35	18	$^3/_2$?	Mol.
25 *Mn*	55	30	$^5/_2$	Atom
35 *Br*	79, 81	44, 46	$\sim {}^3/_2$	Atom
48 *Cd*	gerade		0	Atom
48 *Cd*	ungerade		$^1/_2$	Atom
53 *J*	127	74	$> {}^5/_2$	Mol.
55 *Cs*	133	78	$\geqslant {}^7/_2$ [1]	Atom
57 *La*	139	82	$^5/_2$	Atom
59 *Pr*	141	82	$^5/_2$	Atom
81 *Tl*	203	122	$^1/_2$	Atom
81 *Tl*	205	124	$^1/_2$	Atom
82 *Pb*			0	Atom
82 *Pb*			$^1/_2$	Atom
83 *Bi*	209	126	$^9/_2$	Atom

Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist bezüglich der Hyperfeinstruktur-Aufspaltungen recht gut. Die Schwerpunkte der Hyperfeinstrukturgruppen der beiden Isotopen *Li* 6 und *Li* 7 sind aber gegeneinander verschoben.

Während bei *Li* die Möglichkeit besteht, diese Verschiebung durch einen Einfluß der Verschiedenheit der Kernmassen zu deuten (D. Hughes-C. Eckart, Phys. Rev. **35**, 694, 1930), ist bei *Tl*-Hyperfeinstrukturen eine Isotopenverschiebung sichergestellt, die nicht in dieser Richtung gedeutet werden kann[2]). Die Hyperfeinstrukturen einiger *Tl* I und *Tl* II-Linien zeigen nämlich mehr Komponenten, als es dem bekannten *Tl*-Kernmoment $i = {}^1/_2$ entsprechen würde. Das Strukturbild klärt sich nun so auf: a) *Tl* besitzt zwei Isotope 203 und 205 mit dem Mengenverhältnis 2,3 : 1, beide mit $i = {}^1/_2$ (chemisches Atomgewicht: 204,39). b) Einige Terme, mit nur geringer Hyperfeinstrukturaufspaltung, zeigen eine relativ sehr große Isotopenverschiebung (z. B. $\Delta\nu = 0{,}055\ \mathrm{cm}^{-1}$ für den $6s^2 6p\ ^2P_{1/2}$-Term von *Tl* I, und $\Delta\nu = 0{,}24\ \mathrm{cm}^{-1}$ bei dem $6s\,7p\ ^1P_1$-Term von *Tl* II), während die stärker aufgespaltenen Terme (z. B. der $7\ ^3S_1$-Term von *Tl* II), keine merkliche Verschiebung aufweisen. Ferner zeigt sich, daß die Hyperfeinstrukturaufspaltungen von *Tl* 205 etwa 1—2 Proz. größer sind



als diejenigen von 203. Die Figur zeigt zur Erläuterung Termschema und Strukturbild der Hyperfeinstruktur der *Tl*-Linie 5351 ($6\ ^2P_{1/2} - 7\ ^2S_{1/2}$)[1]).

Auch bei Quecksilber[2]) scheint eine Isotopenverschiebung vorzuliegen, doch sind die Verhältnisse hier viel komplizierter wie bei *Tl*.

Diskussionsbemerkung.

Kopfermann[3]) (Berlin-Dahlem): Nach Aston besitzt Blei 3 Isotopen (206, 207, 208) in folgendem Verhältnis der Konzentrationen: 4 : 3 : 8. Es wurde an verschiedenen Emissionslinien von gewöhnlichem Blei eine Hyperfeinstruktur gefunden, die aus 4 Komponenten besteht. Im Gegensatz dazu sind die Linien bei Uranblei (206) einfach. Letztere entsprechen der zweitstärksten Hyperfeinstrukturkomponente des gewöhnlichen Bleispektrums. Unter Berücksichtigung der Intensitäten und dem Isotopenverhältnis nach Aston wird dem Uranblei und dem Thorblei (208) kein Kernspin, dem

1) Nach freundlicher mündlicher Mitteilung von Herrn H. Kopfermann. Siehe auch D. A. Jackson, Nature, Juni 20, 1931.

2) H. Schüler u. J. E. Keyston, Naturwiss. **19**, 320, 1931; Zeitschr. f. Phys. **70**, 1, 1931.

1) Die Zahlen zwischen den Term-Niveaus bezeichnen $\Delta\nu$ in $10^{-3}\ \mathrm{cm}^{-1}$, an die Komponenten sind die theoretischen Intensitäten angeschrieben.

2) H. Schüler, Naturwiss. **18**, 895, 1930.

3) Naturwiss. **19**, 400, 1931.

Pb 207 ein solcher von $i = {}^1/_2$ zugeordnet. Die zwei auf diese Weise je dem *Pb* 206 bzw. *Pb* 208 zugeordnete Linien weisen eine starke Isotopenverschiebung auf. Bei der *Pb* II-Linie 5372 ($p^2D_3 - 4^2F_4$; *F*-Terme spalten nicht auf), z. B. beträgt diese $\Delta\nu \sim 0{,}3$ cm^{-1}. Zur Sicherstellung dieses Effektes wird noch die Hyperfeinstruktur von *Pb* 208 untersucht.

Jackson (Oxford): Die Hyperfeinstruktur der grünen *Tl*-Linie 5350 wurde untersucht. Als Lichtquelle dienten Entladungen durch Chlorthallium in einem elektrodenlosen Rohr mit *He-Ne* gefüllt. Ein Reflexionsstufengitter nach Michelson wurde zur Auflösung der Linien verwendet. Die Resultate sind in völliger Übereinstimmung mit den Befunden von Schüler.

		0,055	
Schüler $\Delta\nu$ in cm^{-1}	0,450		0,395
Jackson	0,444		0,394
		0,050	
		0,062	
Schüler	0,062		0,000
Jackson	0,056		0,000
		0,056	

Linie 3776 besteht nicht, wie bisher angenommen, aus 3 Komponenten, sondern aus 6, indem jede der stärkeren einen schwächeren Begleiter im Abstand 0,05 cm^{-1} auf der Seite der längeren Wellen besitzt. Das Intensitätsverhältnis wird auf 2,5 : 1 geschätzt.

Kurzer Überblick über den derzeitigen Stand der Theorie der Hyperfeinstruktur im Anschluß an eine Diskussionsbemerkung von W. Pauli (Zürich).

Einigermaßen befriedigend ist:

1. a) Die Möglichkeit der Deutung des Phänomens der Hyperfeinstruktur durch die Einführung einer Kernspin-Quantenzahl i,

b) und der Ableitung der Zahl und des Entartungsgrades der Hyperfeinstrukturterme aus dem Vektormodell der $[i, j, f]$, d. h. wie bei den gewöhnlichen Multipletts; desgl. lassen sich auch die für die Letzteren gültigen Auswahl- und (relative-) Intensitätsregeln — mutatis mutandis — übertragen. a) und b) sind kinematischen Charakters, implizieren noch keine spezielle Vorstellung über die Natur der Wechselwirkungskräfte zwischen der mit dem Kernspin Hand in Hand gehenden neuen dynamischen Eigenschaft des Kernes und dem (den) an der Hyperfeinstrukturaufspaltung beteiligten Elektron(en).

2. Aus der Annahme eines magnetischen Charakters dieser Wechselwirkung fließt:

a) das Kosinusgesetz: $\Delta E \sim (i, j)$ [Intervallregel]. In den Fällen, wo bisher die Gültigkeit der Intervallregel nachgeprüft werden konnte, wurde sie bestätigt gefunden. Bei *Cd* kann allerdings nur die Gültigkeit des Schwerpunktsatzes, der bloß einen Spezialfall der Intervallregel darstellt, verifiziert werden.

b) die Äquidistanz der Linienfolgen der Zeemanaufspaltungsbilder; auch hiervon ist bis jetzt keine Ausnahme bekannt.

Schwierigkeiten:

c) Aus der Annahme, diese magnetische Wechselwirkung rühre von einem magnetischen Moment μ des Kerns her (in Analogie zum magnetischen Moment des Elektrons) lassen sich für alle Spektren, an deren Zustandekommen bloß ein Elektron beteiligt ist, die Hyperfeinstrukturaufspaltungen der Terme berechnen (Casimir, Fermi, Zeitschr. f. Phys. **60**, 320, 1930; vgl. Kronig-Frisch, l. c. S. 458ff.). Prüfen läßt sich die Theorie, die einen Zusammenhang zwischen $\Delta\nu$ und i und μ gibt, wenn nicht nur die *S*-, sondern (mindestens) auch noch die $P_{1/2}$ — und womöglich auch noch die $P_{3/2}$ — Termaufspaltung beobachtet werden kann. Das ist bisher nur bei *In* und *Tl* der Fall gewesen. Die Nichtübereinstimmung der theoretisch berechneten und gemessenen Verhältnisse der Aufspaltungen des $P_{1/2}$-Terms (groß, beinahe wie beim *S*-Term) und des $P_{3/2}$-Terms wird nach Fermi und Breit (Phys. Rev. **37**, 1182, 1931) durch eine (relativistische) Verfeinerung der bisherigen Theorie gemildert[1]), wobei sich ein weitgehend analoges Verhalten der *S*- und $P_{1/2}$-Terme und Unterschied dieser gegen den $P_{3/2}$-Term herausstellt. Anschaulich klar wird dieser Tatbestand schon beim Anblick des bekannten Bohr-Coster-Diagramms (Heisenberg). Ferner weist auch die Fermische Deutung der Intensitätsanomalie der Alkalien hierauf hin. Auch die von Fermi (Solvay-Kongreß 1930; Vortrag in der Züricher Physikalischen Gesellschaft vom 28. 2. 1931) bemerkte Diskrepanz: die aus der gemessenen $S_{1/2}$- und $P_{1/2}$-Aufspaltung von *Tl* I und dem bekannten Kernmoment ($i = {}^1/_2$) dieses Elementes gemäß der früheren Theorie berechneten magnetischen Momente unterscheiden sich mittels eines Faktors $2^1/_2$, kann durch eine relativistische Verfeinerung allein noch kaum gedeutet werden[2]). Die aus den gemessenen Term-

1) Die Diskrepanz bei *In* (Kronig-Frisch, l. c. S. 462) wird für $i > 1$ (D. A. Jackson, Nature, Juni 1931) noch größer. Relativitätskorrekturen überschreiten hier 10 Proz. kaum.

2) Vgl. auch S. Goudsmit, Phys. Rev. **37**, 663, 1931; Fisher-Goudsmit, ebenda 1057, 1931.

aufspaltungen und Kernmomenten vermittels der Theorie berechneten magnetischen Momente der Kerne sind durchwegs von der Größenordnung von Protonenmagnetonen (vgl. hierzu Schluß). Über *Li* vgl. vorhergeh. Ref. ü. Vortr. Schüler.

4. Die Inversion der Dubletterme des *Cd*. Da der Schwerpunktsatz erfüllt ist, liegt kein zwingender Grund vor, nichtmagnetische Kräfte einzuführen. Man könnte die Inversion „erklären", indem man a) entweder annimmt, das Kernmoment rühre in der Hauptsache von negativ geladenen Teilchen im Kern her, d. h. von den Kernelektronen. Es wäre dann dies der erste Fall, daß die Kernelektronen sich durch ein magnetisches Moment (natürlich bloß von der Größenordnung eines Protonenmagnetons) bemerkbar machen, b) oder man nimmt an, es handele sich um eine Resonanz (Austausch) zwischen Hüllen- und Kernelektron. Der eine der Ref. (E. G) und E. Fermi (nach freundlicher mündlicher Mitteilung), haben nämlich unabhängig darauf hingewiesen, daß ein Austausch des Valenz(*d*-)elektrons mit dem äußersten ($p_{1/2}$-) Elektron der abgeschlossenen (Edelgas-) Schale der Alkaliatome höchstwahrscheinlich die Erklärung liefert, für die (z. B. von Millikan-Bowen (Phys. Rev. **25**, 295, 1925), Paschen, Fowler in der Reihe *Na* I—*Cl* VII festgestellte) Inversion der Dubletts in ihrer Grobstruktur wasserstoffähnlicher (!) (*d*-) Terme. Die Übertragung auf die Kernverhältnisse ist aber natürlich mehr als problematisch. Mit dieser Reserve könnte eine Resonanz, wie auch Fermi bemerkte, auch bei den obigen *Tl*-Aufspaltungen eine Rolle spielen, c) schließlich kommt unter Voraussetzung der Existenz abgeschlossener Protonenschalen im Kern auch noch die übliche Erklärung der gewöhnlichen invertierten Multipletts in Frage.

5. Eine weitere Schwierigkeit bietet schließlich der Tatbestand der Isotopenverschiebungen dar. Diese wurden bisher bei *Ne*[1]), *Hg*, *Tl*, *Pb* nachgewiesen und scheinen somit eine allgemeine Erscheinung zu sein. Nach Pauli und Peierls lassen sie sich nicht deuten durch die Annahme nur wenig verschiedener Kernvolumina für die beiden (*Tl*-) Isotope. Ob eine andere Abänderung des Kernfeldes zu einer Interpretation führt, muß dahingestellt bleiben. Bemerkt sei jedoch, daß hier eine noch ernstlichere Schwierigkeit vorzuliegen scheint, als bei der „internal conversion". Während nämlich dort die Effekte immerhin noch proportional den entsprechenden Dichten $[\psi^2(0)]$ waren, ist hier auch dies nicht mehr der Fall, da ja z. B. *S*-Terme keine, die $P_{1/2}$ (!) Terme hingegen wohl eine Verschiebung aufweisen, obgleich natürlich $\psi^2(0)_S > \psi^2(0)_P$ ist. Auch zeigt die Verschiebung *Pb* 206—*Pb* 208 klar, daß dieser Effekt nichts mit Kernmomenten zu tun hat, da ja diese beiden Isotopen den Kernmoment Null haben.

1) L. Pauling u. S. Goudsmit, The Structure of Line Spectra, Mc Graw-Hill, New-York, 1930, l. c. S. 203.

III. Molekularstrahlen-Probleme.

I. Estermann, R. Frisch und O. Stern (Hamburg), Versuche mit monochromatischen de Broglie-Wellen von Molekularstrahlen.

1. Nahezu monochromatische Heliumatomstrahlen wurden in der Weise erzeugt, daß aus den von einem *LiF*-Kristall gebeugten Strahlen durch eine Blende, deren Stellung zum Kristall verändert werden konnte, annähernd monochromatische Bündel verschiedener Wellenlänge ausgeblendet wurden. Diese Bündel fielen auf einen zweiten *LiF*-Kristall. Die von diesem

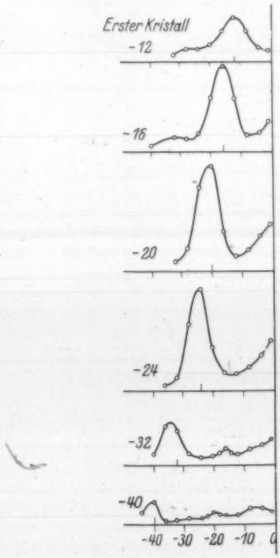


Fig. 1.

gebeugten Strahlen zeigten (auf einer Seite des reflektierten Strahls) scharfe Maxima, deren Lage mit der aus der Blendenstellung berechneten Wellenlänge im Einklang war (Fig. 1[1]). Die

1) In sämtlichen Figuren sind als Abszissen die Beugungswinkel, als Ordinaten die gemessenen Intensitäten in willkürlichen Einheiten aufgetragen.

Höhe dieser Maxima entsprach in allen Fällen der nach der Maxwell-Verteilung zu erwartenden Intensität (Fig. 2). Die Maxima auf der anderen Seite des reflektierenden Strahls waren breiter

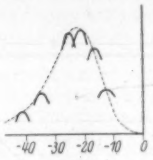


Fig. 2.

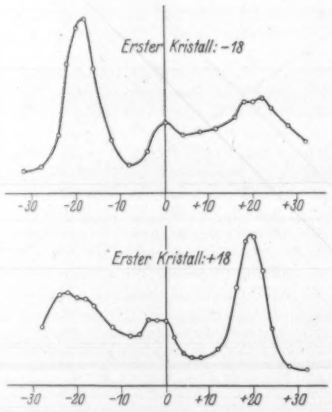


Fig. 3.

und flacher (Fig. 3). Dies rührt daher, daß die Dispersionen der beiden Kristalle sich im ersten Falle kompensieren, während sie sich im anderen Falle addieren. Ferner wurden Andeutungen von Beugung zweiter Ordnung beobachtet (Fig. 1)[1]).

2. Nahezu monochromatische Helium-Atom-Strahlen wurden in der Weise erzeugt, daß ein gewöhnlicher Helium-Atomstrahl durch ein System von zwei auf derselben Achse sitzenden rasch rotierenden Zahnrädern hindurchgeschickt wurde. Während im ursprünglichen Strahl alle Geschwindigkeiten entsprechend dem Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetz vertreten waren, kamen nur Atome eines bestimmten Geschwindigkeitsbereiches durch das Zahnrädersystem hindurch. Der so monochromatisierte Strahl fiel auf die Spaltfläche eines *LiF*-Kristalls.

[1]) Teil 1 wurde bereits am 14. Februar 1931 auf der Bauvereinstagung in Hannover vorgetragen.

Die hierbei erhaltenen Beugungskurven sind in der nachstehenden Fig. 4 wiedergegeben. Mit wachsender Tourenzahl der Zahnräder, also zunehmender Geschwindigkeit der Atome, rückt das Beugungsmaximum entsprechend der de Broglieschen Beziehung $\lambda = \frac{h}{mv}$ immer näher an den reflektierten Strahl heran. Die aus der

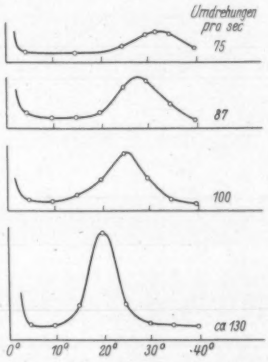


Fig. 4.

Lage des Beugungsmaximums und der Gitterkonstante berechnete Wellenlänge stimmt mit der aus der Geschwindigkeit nach der Formel $\lambda = \frac{h}{mv}$ berechneten überein, wobei v aus der Tourenzahl, Zähnezahl und Abstand der Zahnräder errechnet ist. Fig. 5 zeigt das Resultat einer besonders sorgfältig bei 133 Touren pro Sekunde

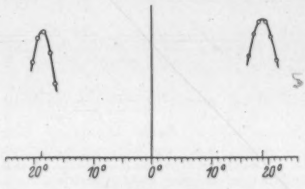


Fig. 5.

durchgeführten Messung; man ersieht aus ihr, daß sich der Beugungswinkel auf weniger als 1 Proz. genau bestimmen läßt. Da Tourenzahl und Dimensionen des Zahnrädersystems leicht genauer zu messen sind, ergibt sich die Möglichkeit einer sehr genauen Prüfung der de Broglieschen Beziehung, bzw. Messung der Gitterkonstante des Oberflächengitters von *LiF*. Von Zahlenangaben möchten wir vorläufig noch ab-

sehen, da wir den Abstand der Zahnräder erst nach Abschluß der Arbeit (Öffnung des Apparates) mit der erforderlichen — bei Beginn der Messungen nicht erwarteten — Genauigkeit bestimmen können.

Schluß.

I. α-T.-Probleme. Fragen, bei denen man den Kern aus α-T. und Protonen allein — also ohne freie (nicht in α-T. gebundene) Kernelektronen — aufgebaut denken kann (und dies muß angenommen werden, um überhaupt rechnen zu können, über ihre Richtigkeit entscheidet bloß der Erfolg), lassen sich im Prinzip mit den Mitteln der heutigen nichtrelativistischen (α-T. und Protonen sind ja schwer) Wellenmechanik behandeln. Denn in der nichtrelativistischen Theorie treten bekanntlich keine grundsätzlichen Schwierigkeiten auf. Das eigentliche Problem ist hier die Wechselwirkungsfrage. Diesbezüglich ist man heute in einer ähnlichen Sachlage, wie etwa bei der Frage der Wechselwirkung der Moleküle (bzw. Atome) vor der Wellenmechanik. Dort führte van der Waals, um dem Beobachtungsmaterial über Zustandsänderungen der Gase gerecht zu werden, rein phänomenologisch die nach ihm benannten Kräfte ein. Ebenso muß man bei den Kernen — um dem Beobachtungsmaterial über Streuung usw. (wie aus I. 1. ersichtlich) gerecht zu werden — gleichfalls zunächst rein phänomenologisch Anziehungskräfte einführen, die innerhalb der Kerndimensionen über die Coulombschen Kräfte dominieren[1]). Die Molekularkräfte lassen sich nun prinzipiell wellenmechanisch berechnen. Eine Hyperwellenmechanik der Kerne gibt es jedoch noch nicht. Nur soviel ist wahrscheinlich, daß sie identisch sein dürfte mit der Theorie (gewöhnlich Quantenelektrodynamik) genannt, in der alle Schwierigkeiten der heutigen (relativistischen) Quantentheorie aufgeklärt werden können. Bei diesem Tatbestand bleibt nichts anderes übrig, als die Wechselwirkungen unter Vermittlung der Quantenmechanik rückwärts aus den Experimenten mehr oder minder approximativ zu entnehmen trachten — sei es analytisch — übersichtlich (wo es möglich ist), oder graphisch — numerisch (und leider unübersichtlich), wo der erste Weg ungangbar wird. Wie aus I. 1. ersichtlich, konnten eine Reihe von α-T.-Problemen unter Annahme des einfachen linear abgebrochenen Coulombberges, als Wechselwirkung zwischen Kerne und α-T., nicht ohne Erfolg behandelt werden. Hier wird noch zu untersuchen sein, wieweit Verfeinerungen dieses einfachsten Ansatzes insbesondere die Werte der „Kernradien" usw. abändern, die in die Formeln als willkürliche Parameter eingehen und so bestimmt werden, daß möglichst gute Übereinstimmung mit der Erfahrung resultiert. (Es fehlt eben die Hyperwellenmechanik, welche die Kernkräfte und mit ihnen die Kernradien liefern sollte, so wie die Wellenmechanik (Coulombsches Gesetz), die Atom- bzw. Molekülradien zu berechnen gestattet. Ferner ist im Auge zu behalten, daß die (Gamow-)Berg-Modelle immer nur ein dreidimensional-statisches Abbild des in Wirklichkeit „vieldimensional-dynamischen Geschehens im wellenmechanischen" Mehr (α-T. + Protonen) Problem darstellen. Und schließlich, daß bei jeder Diskrepanz mit der Erfahrung auch das Hereinspielen der rätselhaften Kernelektronen ernstlich erwogen werden muß.

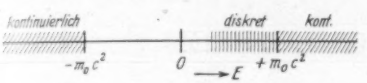
II. Elektronen-Probleme: 1. Das gegenwärtig beste Mittel zur Beschreibung des Gebarens des Elektrons ist bekanntlich die Diracsche Wellengleichung. Diese Gleichung bringt jedoch, wie gleichfalls schon zur Genüge bekannt, trotz dem großen, durch ihre Auffindung erzielten Fortschritt auch bedeutende, von Dirac selbst zuerst betonte, Schwierigkeiten mit sich. Gemäß dem relativistischen Energie-Impulssatz:

$$-\frac{E^2}{c^2} + p^2 + m_0^2 c^2 = 0 \qquad (1)$$

gehören nämlich zu einem vorgegebenen Wert des Impulses p zwei Werte: $(+E)$ und $(-E)$, von denen bloß $(+E)$ physikalische Bedeutung hat. In der klassischen Theorie macht aber dies nichts. Ist nämlich dort die kinetische Energie: $E\,(\geqq m_0 c^2)$ ursprünglich positiv, so kann sie später nicht negativ sein $(\leqq -m_0 c^2)$. Die Größen der klassischen Theorie sind nämlich stetig veränderlich. In der Quantentheorie

1) Wie in I, 1, Autoref. C. erwähnt, wurden früher zur Deutung der anomalen Streuung Potentialansätze von der Form: $U(r) = 2e^2Z/r - a/r^n$ mit $n = 2, 3, 4$ herangezogen. $n = 2$ entspräche der Wechselwirkung einer elektrischen Ladung mit einem elektr. Moment, $n = 3$ der zweier elektrischer bzw. magnetischer Momente. Letzterer Fall ist wohl durch das Fehlen eines Kernmomentes bei α-T. ausgeschlossen. Elektr. Kernmomente hingegen könnten wohl existieren. Vielleicht hängen die Anomalien der Hyperfeinstruktur (vgl. Ref. ü. Vortr. Schüler ff.) mit ihnen zusammen. Allerdings dürfte dann die Wechselwirkung kaum in der obigen einfachen Weise beschreibbar sein. $n = 4$ entspricht der Polarisation und wurde deshalb als physikalisch begründbar vorgezogen. Bei einem Kernmodell aus α-T. u. Protonen allein könnte jedoch eine Polarisation nur unter Mitwirkung der in den α-T. gebundenen Kernelektronen passieren, über die wir nichts wissen (vgl. II). Natürlich hat es aber auf keinen Fall einen Sinn, den erwähnten Potentialansatz bis $r = 0$ fortzusetzen, denn es handelte sich hierbei bloß um die ersten Terme einer Entwicklung nach $1/r$.

gibt es jedoch unstetige Übergänge, denen zufolge das Elektron aus einem Zustand positiver kinetischer Energie in einen solchen negativer kinetischer Energie, d. h. negativer Masse (!) springen kann. Das Energiespektrum des (Coulombschen) Einelektronenproblems wird somit gemäß der Diracschen Gleichung (und natürlich auch schon gemäß der skalaren Gordon-Kleinschen Gleichung) so ausschauen:



Die Assymmetrie: links nur kontinuierliches Spektrum und rechts diskret (würde natürlich für ein freies Elektron fortfallen) + kontinuierliches Spektrum rührt daher, daß dem Übergang $m \to (-m)$ quasi ein Übergang von anziehenden zu abstoßenden Wirkungen entspricht. Dies ist das Hauptübel der Diracschen Theorie. Ein anderes Übel ist, daß in diese Theorie die Masse als willkürlicher Parameter eingeht. Es fehlt also — grob gesagt — ein quantentheoretisches Analogon der bekannten klassischen Theorie der elektromagnetischen Masse. Natürlich ist dies auch ein „quantenelektrodynamisches Problem".

2. Praktisch liefert die Diracsche Gleichung — bekanntlich in bemerkenswerter Übereinstimmung mit der Erfahrung — für das (stationäre Coulombsche) Einelektronenproblem die Sommerfeldsche Feinstrukturformel und für das (nichtstationäre) Problem der Comptonstreuung die Klein-Nishinaformel. Jedenfalls müssen die — nach der vorigen Diskussion sicherlich vorhandenen — Abweichungen der Diracschen Theorie von der Erfahrung im ersten Fall innerhalb der Meßgenauigkeit bzw. Linienbreite, und im zweiten Fall in der Wellenlängenskala jenseits der härtesten, uns heute zur Verfügung stehenden, γ-Strahlen liegen. Diese zwei Probleme sind aber auch gegenwärtig die einzigen Prüfsteine der Diracschen Theorie[1]). Bei allen anderen Problemen wird die Fragestellung durch a) unsere Unkenntnis der Wechselwirkung von Elektron-Kern, b) der korrekten Berücksichtigung der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wechselwirkung von Elektron-Elektron (Retardierungsproblem) getrübt und eigentlich illusorisch gemacht. So können bei der „internal conversion" und bei den Anomalien der Hyperfeinstruktur (vgl. II.) sowohl a) als auch b) hereinspielen[1]).

3. Direkte Gründe für das Versagen der Diracgleichung im Kern stellen dar a) das kontinuierliche β-Spektrum, b) die Existenz von Kernelektronen schlechthin und c) die sog. Stickstoff (und *Li* 6)[2])-Katastrophe — und dies letztere vielleicht am krassesten. Scheint doch aus c) nach dem in der Einleitung unter 4. Gesagten unmittelbar zu folgen, daß die Kernzustände überhaupt durch Eigenfunktionen nicht beschreibbar. (Es kann dann selbstredend auch keine „Elektronenterme" im Kern geben.) Es hört sich also alles (die gesamte heutige Wellenmechanik) auf[3]). (Hier muß aber noch bemerkt werden, daß die Herunterdrückung der Größe des magnetischen Momentes des Elektrons in so starken Feldern, wie sie sicherlich im Kern bestehen, auch schon nach der Diracschen Theorie plausibel erscheint. Denn nach Breit, Nature **122**, 649, 1928, nimmt beim Diracschen (Coulombschen) Einelektronenproblem das magnetische Moment des Elektrons mit der Kernladung ab. Und nach Fermi (Solvay-Kongreß 1930) wird es sogar — allgemein für jedes Zentralfeld — von der Größenordnung eines Protonenmagnetons — wenn man das Elektron in einen Kasten von Kerndimensionen einsperrt. Leider wird aber hier, nach dem soeben Gesagten, die

1) Vgl. hierzu jedoch den Photoeffekt nach Dirac; II. Ref. u. Vortr. Casimir B.: Das Beobachtungsmaterial ist aber hier weniger sicher, als beim Comptoneffekt.

1) Die zuweilen geäußerte Meinung, die Erforschung der Hyperfeinstruktur verhelfe zur Verallgemeinerung der Diracschen Theorie auf Mehrelektronen-Probleme, ist also zweifelhaft. Die Retardierung kann a) bei der Berechnung von $\psi^2(o)$, b) bei evtl. zeitlicher Inkonstanz des Kernmoments hereinspielen. Der aus der Kernmitbewegung resultierende Retardierungseffekt ist jedoch wohl vernachlässigbar. — Vielleicht werden sich aber a) und b) experimentell und evtl. auch theoretisch trennen lassen. Bei der Wechselwirkung: Elektron — (schwerem) Kern, läßt sich nämlich in praktisch ausreichender Näherung der Kern als unendlich schwer, d. h. fest betrachten und dann fällt der Retardierungseffekt fort. Bei der Streuung von Elektronen an Elektronen hingegen wird sich vielleicht der Retardierungseffekt in erster Näherung berechnen und bei Streuung so schneller Elektronen aus (Wasserstoff-) Atomen, daß deren Kerne bzw. Elektronen gegenüber den Stoßelektronen als praktisch frei angesehen werden können, prüfen lassen.

2) Da bei *Li* 6 noch keine Bandenuntersuchung vorliegt, besteht noch die Möglichkeit, daß μ hier sehr klein ist. Dasselbe gilt von der anscheinenden Nichtbeobachtbarkeit einer Hyperfeinstruktur bei *Ag* und *Au* (Frisch), trotzdem diese Kerne eine ungerade Anzahl von Protonen enthalten.

3) Vgl. hierzu auch L. Landau u. R. Peierls, Zeitschr. f. Phys. **69**, 56, 1931, die aus theoretischen Überlegungen heraus deduzieren, in einer konsequent-relativistischen Quantentheorie gäbe es keine „Eigenfunktionen" usw.

Diracsche Gleichung nicht mehr gelten, so daß diesem Resultat keine allzu große Bedeutung beigemessen werden kann.)

Bezüglich der Zerstreuung harter γ-Strahlen an schweren Kernen scheint nur soviel sicher zu sein, daß dieser Effekt nicht auf die Wechselwirkung der γ-Strahlen mit α-T. oder überhaupt positiven T. zurückgeführt werden kann. Es bleibt einem daher nichts anderes übrig, als diesen Effekt gleichfalls aufs Konto der Kernelektronen zu schieben, bzw. die Möglichkeit ins Auge zu fassen, der Kern als Ganzer wirke als Streuer für die γ-Strahlen.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur allgemeinen Theorie der Lösungen starker Elektrolyte.

Von T. S. Wheeler.

Einleitung.

Wenn die hochverdünnte Lösung eines starken Elektrolyten in einem Volumen V die Ionen eines 1 g-Mol eines vollständig dissoziierten Salzes enthält, dann ist nach den Theorien von Milner[1]*), Debye-Hückel[2]) und Ghosh[3]) die elektrische Arbeit, die bei reversibler und isothermer Verdünnung bis auf unendliche Verdünnung frei wird, gegeben durch

$$W = K T^{\alpha} D^{\beta} c^{\gamma}, \qquad (1)^{**})$$

vorausgesetzt, daß die Ionen als sehr klein angenommen werden. Der Wert von K hängt vom Typus des betrachteten Salzes ab. Für verdünnte Lösungen ist es nicht notwendig, zwischen Verdünnung bei konstantem Druck und Verdünnung bei konstantem Volumen zu unterscheiden[4]).

Bei der üblichen Behandlung der Theorien werden Zahlenwerte für α, β und γ in (1) benutzt und infolgedessen bleiben dadurch einige grundlegende Beziehungen zwischen den Konstanten verborgen. Der Gegenstand dieser Arbeit ist die Aufdeckung dieser Beziehungen durch Behandlung von (1) in etwas allgemeinerer Weise.

Die allgemeinere Behandlung macht auch die Art und Weise deutlich, nach der die Werte von α, β und γ zu den Werten der Konstanten beitragen, die in verschiedenen thermodynamischen Größen, die von (1) abgeleitet sind, auftreten.

Die allgemeine Form der Arbeitsfunktion.

Wir betrachten eine verdünnte Lösung, die in einem Volumen V 1 g-Mol eines vollständig dissoziierten Salzes enthält, von dem jedes Molekül in m sehr kleine Ionen zerfällt. Um die Diskussion zu verallgemeinern, nehmen wir an, daß die Kraft zwischen irgendwelchen zwei Ionen 1 und 2 gegeben sei durch

$$\text{Kraft} = (z_1^x e^x)(z_2^x e^x)/D^s r^n. \qquad (2)$$

Dies führt zum Coulombschen Gesetz für $x = s = 1$ und $n = 2$.

Aus Zweckmäßigkeitsgründen werden wir die Bezeichnungen „Potential, elektrische Arbeit, Dielektrizitätskonstante" und „Ladung" in Verbindung mit dem allgemeinen, hier postulierten Kräftegesetz in der Weise gebrauchen, wie es gewöhnlich bei dem Coulombschen Gesetz geschieht.

Wir nehmen nun an, daß die elektrische Verdünnungsarbeit*) nach (2) gegeben ist durch

$$W = \Phi(T, D, c),$$

wobei die Form der Funktion noch zu bestimmen ist.

Bedingungen, die die Form der Arbeitsfunktion bestimmen.

Die Funktion muß den folgenden Bedingungen Genüge leisten: 1. Jedes Glied muß von der Dimension einer Energie sein. 2. Es muß verschwinden, wenn $c = 0$ wird. 3. Aus der Definition der elektrischen Arbeit folgt rein thermodynamisch[5]), für irgendein Kräftegesetz zwischen den Ionen, und unter der Voraussetzung, daß eine endliche Potentialfunktion resultiert, daß

$$P/c = mRT + c(\partial W/\partial c)_{T,D}. \qquad (3)$$

Aus (3) ergibt sich ohne weiteres, daß $c(\partial W/\partial c)_{T,D}$ von der gleichen Dimension einer Energie wie W ist. 4. Da

$$(\partial(W/T)/\partial T)_V = -E/T^2\ ^{6}) \qquad (4)$$

so ist

$$E = W - T(\partial W/\partial T)_{V,D} - T(\partial W/\partial D)_{V,T}(\partial D/\partial T)_V. \qquad (5)$$

*) Literaturverzeichnis s. am Schluß dieser Arbeit.

**) Über die Bezeichnungen vgl. S. 679.

*) Es wird angenommen, daß es für verdünnte Lösungen unnötig ist, zwischen Verdünnung bei konstantem Druck und bei konstantem Volumen zu unterscheiden, soweit die Arbeitsfunktion betrachtet wird. Diese Annahme ist implizit in den meisten Arbeiten über dieses Thema[4]) enthalten.

Aus (5) ersieht man, daß $T(\hat{c}W/\hat{c}T)_{V,T}$ dieselben Dimensionen wie W hat.

Die Bedingungen 1 bis 4 sind erfüllt, wenn wir schreiben

$$W = \Phi(T, D, c) = a_1 T^{\alpha_1} D^{\beta_1} c^{\gamma_1} + a_2 T^{\alpha_2} D^{\beta_2} c^{\gamma_2} + a_3 T^{\alpha_3} D^{\beta_3} c^{\gamma_3} + \ldots + \quad (6)$$

wobei die Indizes α_1, β_1, γ_1; α_2, β_2, γ_2 usw. so gewählt sind, daß jeder Term die Dimension einer Energie hat. Der Index von c in jedem Term muß positiv sein, damit die Bedingung 2 erfüllt ist.

Eine notwendige Beziehung zwischen den Indizes von T und D.

Unter Verwendung der Methode, die Bjerrum[7]) zur Erfassung der Anziehung zweier Ionen nach dem Coulombschen Gesetz anwandte, kann leicht gezeigt werden, daß für ein derartiges System und für ein durch (2) gegebenes Kraftgesetz

$$E' = W' [1 + (s\,T/D)\,(\hat{c}\,D/\hat{c}\,T)_V]. \quad (7)$$

Der Faktor in Klammern bezieht sich nur auf die Eigenschaften des Lösungsmittels und ist unabhängig von der Zahl der vorhandenen Ionenpaare und davon, ob ein dynamisches oder ein statisches, „eingefrorenes" System betrachtet wird.

(5) kann nun geschrieben werden.

$$E = [W - T(\hat{c}\,W/\hat{c}\,T)_{V,D}] \left[1 - \frac{T(\hat{c}\,W/\hat{c}\,D)_{V,T}(\hat{c}\,D/\hat{c}\,T)_V}{W - T(\hat{c}\,W/\hat{c}\,T)_{V,D}}\right] \quad (8)$$

und aus (7) und (8) folgt, daß

$$-s/D = (\hat{c}\,W/\hat{c}\,D)_{V,T}/(W - T(\hat{c}\,W/\hat{c}\,T)_{V,D}). \quad (9)$$

Wenn wir (6) schreiben

$$W = \Phi(T, D, c) = W_1 + W_2 + W_3 + \cdots = \Sigma W_1, \quad (10)$$

wobei

$$W_1 = a_1 T^{\alpha_1} D^{\beta_1} c^{\gamma_1};\ W_2 = a_2 T^{\alpha_2} D^{\beta_2} c^{\gamma_2} \text{ usw.}, \quad (11)$$

so wird (9)

$$-s\,\Sigma W_1 (1 - \alpha_1) = \Sigma W_1 \beta_1 \quad (12)$$

woraus folgt, da dies für alle Werte W gilt,

$$-s(1 - \alpha_1) = \beta_1,\ -s(1 - \alpha_2) = \beta_2 \quad (13)$$

und analog für jeden Term.

Eine Beziehung zwischen den Indizes von D und c.

Eine Beziehung zwischen den Indizes von D und c kann wie folgt abgeleitet werden: Nehmen wir an, daß in der vorgegebenen Lösung zu einem bestimmten Zeitpunkt jedes Ion von seiner Anfangslage auf einer geraden Linie so bewegt wird, daß der Abstand jedes Ions zu einem irgendwo im Raum fest angenommenen Punkte um das b-fache zunimmt, so ist der Abstand zwischen irgendwelchen zwei Ionen in der neuen Lösung das b-fache des Abstandes zwischen den entsprechenden Ionen in der Ursprungslösung und die Konzentration der neuen Lösung ist reduziert auf c/b^3.

Das Potential zwischen irgendwelchen zwei Ionen der Ursprungslösung unmittelbar vor der Expansion ist proportional $1/D^s r^{n-1}$ und das entsprechende Potential wird unmittelbar nach der Expansion in der verdünnten Lösung proportional $1/D^s b^{n-1} r^{n-1}$ sein. Wenn wir nun in der verdünnten Lösung das Lösungsmittel von der Dielektrizitätskonstanten D ersetzen durch eins von der Dielektrizitätskonstanten $D/b^{\frac{n-1}{s}}$, so wird das Potential zwischen jedem Ionenpaar in der verdünnten Lösung unmittelbar nach der Verdünnung gleich sein dem entsprechenden Potential in der Ursprungslösung. Daher wird auch das Gesamtpotential, das die Summe aller Einzelpotentiale genommen über alle Ionenpaare darstellt, bei jeder der beiden Lösungen das gleiche sein. Wenn die Dielektrizitätskonstante jetzt unabhängig von der Temperatur ist, so wird das Gesamtpotential der Lösung ($\bar{U}$) gleich sein der inneren Energieänderung, die mit der Verdünnung[8]) verknüpft ist und das ist (vgl. (5))

$$\bar{U} = W - T(\hat{c}\,W/\hat{c}\,T)_{V,D} \quad (14)$$

$$= \Sigma W_1 (1 - \alpha_1). \quad (15)$$

Setzen wir nun $\bar{U}$ der Ursprungslösung und der verdünnten Lösung nach der oben erwähnten Reduktion der Dielektrizitätskonstanten gleich, so erhalten wir

$$\Sigma (1 - \alpha_1) a_1 T^{\alpha_1} D^{\beta_1} c^{\gamma_1} = \Sigma (1 - \alpha_1) a_1 T^{\alpha_1} \left(\frac{D}{b^{\frac{n-1}{s}}}\right)^{\beta_1} \left(\frac{c}{b^3}\right)^{\gamma_1} \quad (16)$$

woraus wir ableiten, daß

$$\beta_1 = -3s\gamma_1/(n-1), \beta_2 = -3s\gamma_2/(n-1) \text{ usw.} \quad (17)$$

und aus (13)

$$\alpha_1 = 1 - 3\gamma_1/(n-1) \text{ usw.} \quad (17')$$

(6) wird dann

$$W = \Phi(T, D, c) = \Sigma a_1 T^{\left(1 - \frac{3\gamma_1}{n-1}\right)} D^{\left(-\frac{3\gamma_1 s}{n-1}\right)} c^{\gamma_1} \quad (18)$$

$$= \Sigma a_1 T^{\left(1 - \frac{q_1}{n-1}\right)} D^{\left(-\frac{q_1 s}{n-1}\right)} c^{\left(\frac{q_1}{3}\right)}, \quad (19)$$

wobei $q_1 = 3\gamma_1$ usw. (19')

Die Energiedimensionen der Arbeitsfunktion.

Wir können die Konstanten a_1, a_2 usw. in (19) erweitern mit Rücksicht darauf, daß in (2) die Größe e^{2x}/D^x der Kraft zwischen jedem Ionenpaar und infolgedessen auch dem Potential der Wechselwirkung entsprechen muß. Da in (19) D vom Grade $-q_1 s/(n-1)$ usw. ist, so muß e vom Grade $2x q_1/(n-1)$ usw. werden. (19) wird dann

$$W = \Sigma a_1' e^{\frac{2x q_1}{n-1}} T^1 - \frac{q_1}{n-1} D^{-\frac{q_1 x}{n-1}} c^{\frac{q_1}{3}} \quad (20)$$

das geschrieben werden kann

$$W = \frac{e^{2x}}{D^x c^{-\frac{n-1}{3}}} \sum a_1' \left(\frac{e^{2x}}{D^x c^{-\frac{(n-1)}{3}}} \frac{1}{T} \right)^{\frac{q_1}{n-1}} - 1. \quad (21)$$

Nennen wir jetzt $\bar{r}$ den durchschnittlichen Abstand zwischen zwei zusammengehörigen Ionen unter der Annahme gleichmäßiger Verteilung der Ionen in der Lösung entweder in der Art eines kubischen Gitters (Ghosh) oder irgendeiner anderen Art räumlicher Packung, so ist

$$\bar{r} \sim 1/\sqrt[3]{N m c} \; ^*) \quad (22)$$

und

$$c \sim 1/m N \bar{r}^3. \quad (23)$$

Aus (23) und (21) ergibt sich, bei geeigneter Wahl der Werte für a_1'', a_2'' usw.

$$W = \frac{e^{2x}}{D^x \bar{r}^{n-1}} \sum a_1'' \left(\frac{e^{2x}}{D^x \bar{r}^{n-1}} \cdot \frac{1}{kT} \right)^{\frac{q_1}{n-1}} - 1, \quad (24)$$

wo k die Boltzmannsche Konstante darstellt.

Jeder Term in (24) ist von der Form einer statischen potentiellen Energie entsprechend dem aufgestellten Kräftegesetz, multipliziert mit dem Verhältnis dieser Energie zu einer kinetischen Energie, die zur Potenz erhoben ist. Aus den Dimensionen der Terme ergibt sich ohne weiteres, daß die Konstanten a_1'' usw. von allen Größen, die mit Energien zusammenhängen, frei sein müssen wie z. B. k. Sie müssen enthalten Konstanten, die sich auf den Typus des Salzes beziehen und auf die Gesamtzahl der Salzmoleküle, deren Größe in g-Molen angegeben ist.

Die oben angewandte allgemeine Methode der Behandlung gibt keinen Hinweis darauf, welche Einzelwerte a_1'', q_1, a_2'', q_2 usw. haben. Sie erweist nur für irgendein allgemeines Kräftegesetz vom in (2) gegebenem Typus, falls eine spezielle Theorie oder eine Reihe von durchführbaren Experimenten die Werte von a'' und q festgelegt haben, die Art und Weise, in der e, T und D in dem Ausdruck für die Arbeitsfunktion und in den abgeleiteten thermodynamischen Funktionen auftreten.

*) $\sim$ bedeutet proportional zu.

Die Virialgleichung von Clausius.

Wir können die Virialgleichung von Clausius für Lösungen aus (20) wie folgt ableiten.

Aus (3), (10), (11) und (20) folgt, daß

$$P/c = m R T + c (\partial W/\partial c)_{T,D} \quad (25)$$

$$= m R T + \tfrac{1}{3} \Sigma q_1 W_1. \quad (25')$$

Nun ist das Gesamtpotential der Lösung gleich der Summe der Potentiale der Wechselwirkung aller Ionenpaare genommen über jedes Paar, d. h.

$$\bar{U} = -\sum\sum \int_{\infty}^{r} ((z_1 z_2 e^2)^x / D^x r^n)\, dr \quad (26)$$

$$= \Sigma\Sigma (z_1 z_2 e^2)^x / D^x r^{n-1} (n-1) \quad (27)$$

$$= \frac{1}{n-1} \sum\sum r f_{1,2}(r) \quad (28)$$

worin $f_{1,2}(r)$ die Kraft, für Abstoßung positiv genommen, ist, die zwischen zwei Ionen 1 und 2 bei einem Abstand von r voneinander wirkt und die Summierung über alle Ionenpaare ausgeführt wurde. Nun folgt aus (15), (17'), (19') und (28)

$$\bar{U} = \sum W_1 (1 - \alpha_1) = \frac{1}{n-1} \sum W_1 q_1 \quad (29)$$

$$= \frac{1}{n-1} \Sigma\Sigma r f_{1,2}(r).$$

Da $\Sigma\Sigma r f_{1,2}(r) = \Sigma W_1 q_1$, (29')

so kann (25) geschrieben werden

$$P/c = m R T + (1/3)\, \Sigma\Sigma r f_{1,2}(r), \quad (30)$$

was die Virialgleichung von Clausius ist[9]).

Thermodynamische Funktionen, die von der Arbeitsfunktion abgeleitet werden können.

Das Anziehungsvirial einer Lösung $\bar{W}$[10]) ist gegeben durch die Gleichung

$$\bar{W} = -\Sigma\Sigma r f_{1,2}(r), \quad (31)$$

so daß wir schreiben können (vgl. (25), (25'), (29), (29'))

$$c(\partial \bar{W}/\partial c)_{T,D} = \frac{\Sigma W_1 q_1}{3} = \frac{(n-1)\bar{U}}{3} = -\frac{\bar{W}}{3}. \quad (32)$$

Aus (14) folgt:

$$\bar{U} - W = -T\left(\frac{\partial \bar{W}}{\partial T}\right)_{V,D} = -\Sigma W_1 \left(1 - \frac{q_1}{n-1}\right). \quad (33)$$

Diese Differenz wird mit der Wärmebewegung der Ionen in Beziehung gesetzt[11]).

Der osmotische Koeffizient.

$$P/c = iRT \quad (34)$$

da nach (25')

$$i = m + (\Sigma W_1 q_1)/3\, RT = t/1858\, c, \quad (35)$$

wobei t^0 C die Gefrierpunktserniedrigung ist.

Wenn

$$g = i/m, \tag{36}$$

so wird

$$g = 1 + (\Sigma W_1 q_1)/3\, m\, R\, T. \tag{37}$$

Die Verdünnungswärme[4]).

Aus (7), (8), (15) und (17′) ist die Verdünnungswärme bei konstantem Volumen gegeben durch

$$E = (1/(n-1))\, \Sigma W_1 q_1 [1 + (sT/D)\,(\hat{c}D/\hat{c}T)_V] \tag{38}$$

$$= \bar{U}[1 + (sT/D)\,(\hat{c}D/\hat{c}T)_V] \tag{38'}$$

Für Verdünnung bei konstantem hydrostatischen Druck erhalten wir

$$(\hat{c}(W/T)/\hat{c}T)_p = -H/T^2 \tag{39}$$

woraus nach einigen Umformungen folgt,

$$H = (1/(n-1))\, \Sigma W_1 q_1 [1 + (sT/D)\,(\hat{c}D/\hat{c}T)_p - ((n-1)/3)\,(T/c)\,(\hat{c}c/\hat{c}T)_p] \tag{40}$$

$$= \bar{U}[1 + (sT/D)\,(\hat{c}D/\hat{c}T)_p - ((n-1)/3)\,(T/c)\,(\hat{c}c/\hat{c}T)_p]. \tag{40'}$$

Daher ist

$$H - E = \bar{U}\{(sT/D)\,[(\hat{c}D/\hat{c}T)_p - (\hat{c}D/\hat{c}T)_V] - ((n-1)/3)\,(T/c)\,(\hat{c}c/\hat{c}T)_p\} \tag{41}$$

Man kann (41) nicht mit Sicherheit weiter entwickeln, z. B. durch Gleichsetzen von H und E, ohne Kenntnis der relativen Größen der kleinen in Betracht kommenden Zahlenwerte.

Die elektrische Überführungsarbeit.

Die elektrische Überführungsarbeit[12]) der Ionen eines g-Moles eines Salzes von einem unendlichen Volumen der Lösung von der Konzentration c-g-Mol Salz pro cm³ zu einem unendlichen Volumen einer hochverdünnten Lösung, in der die elektrischen Kräfte vernachlässigt werden können, ist gegeben durch

$$W_t = W + c\,(\hat{c}W/\hat{c}c)_{T,D}, \tag{42}$$

$$= \Sigma W_1 (1 + q_1/3). \tag{43}$$

W_t ist der elektrische Anteil der Abnahme der freien Energie, die die Überführung der Ionen begleitet.

Wenn wir schreiben

$$-\Delta F = \int_{P_0}^{P} V\, dP \tag{44}$$

$$= \int_{c_0}^{c} \frac{1}{c}\left(\frac{dP}{dc}\right) dc \tag{45}$$

erhalten wir aus (3) und (32)

$$P/c = m\,R\,T + \frac{(\Sigma W_1 q_1)}{3} \tag{46}$$

$$dF = m\,R\,T\,dc + \sum \frac{W_1 q_1}{3}\left(1 + \frac{q_1}{3}\right) dc. \tag{47}$$

$$-\Delta F = m\,R\,T \ln c/c_0 + \sum W_1 \left(1 + \frac{q_1}{3}\right). \tag{48}$$

Die Aktivitätskoeffizienten.

Wenn f der totale Aktivitätskoeffizient des gelösten Stoffes ist, dann ist

$$-\Delta F = m\,R\,T \ln f c/c_0, \tag{49}$$

wobei

$$\ln f = \frac{(\Sigma W_1 (1 + q_1/3))}{m\,R\,T}. \tag{50}$$

Der Aktivitätskoeffizient des Lösungsmittels f_0 ist gegeben durch

$$\ln f_0 = (1/kT)\,(\hat{c}W/\hat{c}N_0). \tag{51}$$

Nun ist

$$N_0 = N/cV_0, \tag{52}$$

so daß

$$\ln f_0 = (1/kT)\,(V_0/N)\,(-c^2)\,(\hat{c}W/\hat{c}c) \tag{53}$$

$$= (-V_0/RT)\left(\frac{c\,\Sigma W_1 q_1}{3}\right). \tag{54}$$

Eine vereinfachte Form der Arbeitsfunktion.

Für die Theorien von Milner, Debye-Hückel und Ghosh vereinfacht sich die allgemeine Form der Arbeitsfunktion (19) zu einem eingliedrigen Ausdruck von der Form

$$W = a\,T^{1-\frac{3\gamma}{n-1}}\, D^{-\frac{3\gamma s}{n-1}}\, c^{q} \tag{55}$$

$$W = a\,T^{1-\frac{q}{n-1}} D^{\frac{-sq}{n-1}}\, c^{\frac{q}{3}}. \tag{55'}$$

Dann werden auch die Ausdrücke für die abgeleiteten thermodynamischen Funktionen einfacher. Sie können aus den allgemeineren Ausdrücken durch Entfernen der Summationszeichen und Weglassen der Indizes erhalten werden. So bekommt man aus (32), (37), (43), (48), (50) und (54) die folgenden entsprechenden Ausdrücke.

$$c\,(\hat{c}W/\hat{c}c)_{T,D} = Wq/3 = (n-1)\,\bar{U}/3 = -\bar{W}/3 \tag{56}$$

$$g = 1 + Wq/3\, mRT \tag{57}$$

$$W_t = W(1 + q/3) \tag{58}$$

$$-\Delta F = m\,RT \ln c/c_0 + W\left(1 + \frac{q}{3}\right) \tag{59}$$

$$\ln f = (W/mRT)\,(1 + q/3) \tag{60}$$

und

$$\ln f_0 = (-V_0\, c\, q\, W)/3\, RT. \tag{61}$$

Wenn $q = 3/2$, wie in der Theorie von Debye-Hückel, so ist

$$1 + q/3 = q \tag{62}$$

und daher n für diese Theorie $= 2$, so wird

$$W_t = W(1 + q/3) = Wq/(n - 1) = \overline{U} = \text{Debyes } U_e. \tag{63}$$

Die Äquivalenz von W_t und U_e für die Debye-Hückelsche Theorie ist von Bjerrum aufgedeckt worden[13]). Es ist klar, daß dies keine fundamentale Beziehung ist, sondern in der Debye-Hückelschen Theorie von dem Umstand herrührt, daß $q = 3/2$ und $n = 2$. Adams[14]) nimmt in ähnlicher Weise an, daß $-\overline{W}$ und U_e notwendig äquivalent W_t ist.

Die Beziehung zwischen der Theorie von Ghosh und denen von Milner und Debye-Hückel.

Wir wollen nun den durch (24) gegebenen allgemeinen Ausdruck auf spezielle Fälle der obengenannten Theorien anwenden.

Nehmen wir den speziellen Fall eines 1-1-wertigen Salzes und das Coulombsche Kräftegesetz, so erhalten wir bei Benutzung eines eingliedrigen Ausdruckes wie in (55)

$$W = a\,(e^2/D\bar{r})\,(e^2/(D\bar{r}\,kT))^{q-1}, \tag{64}$$

was wir schreiben können

$$W = \frac{K\,(Ne^2\,(2N)^{1/3}\,c^{1/3})}{D}\left(\frac{Ne^2\,(2N)^{1/3}\,c^{1/3})}{D\,2RT}\right)^{q-1} \tag{65}$$

durch Einsetzen des Wertes von $\bar{r}$ aus (22) und geeignete Wahl des Wertes von K.

Der Ausdruck

$$\frac{Ne^2\,(2N)^{1/3}\,c^{1/3}}{D}$$

ist dem Madelungpotential[15]) eines kubischen Gitters proportional, so als ob man annehmen könne, daß die Ionen in der Lösung in der von Ghosh geforderten Art verteilt seien. Die Größe $2RT$ entspricht natürlich der Wärmeenergie von 2 g-Mol von freien Teilchen. Setzt man $K = -1$ und $q = 1$, so erhält man den Ghoshschen Ausdruck ohne Korrektur durch den Madelungfaktor. Dieser Ausdruck ist natürlich auch nicht experimentell bestätigt worden. Aus der allgemeinen Theorie der Dimensionen erhalten Debye und Hückel[16]) eine Gleichung, die äquivalent ist

$$W = K\left(\frac{Ne^2\,(2N)^{1/3}\,c^{1/3}}{D}\right) f\left(\frac{Ne^2\,(2N)^{1/3}\,c^{1/3}}{D\,2RT}\right)^{*}. \tag{66}$$

*) Klein[17]) (Originalquelle nicht erhältlich) leitet ausgehend von der Clausiusschen Virialgleichung aus dem Coulombschen Kräftegesetz eine Gleichung für den osmotischen Druck ab, die mit (66) verwandt ist.

Aus (24) ersehen wir, daß diese Funktion ein Exponent oder die Summe von Exponenten des Klammerausdruckes darstellt.

Wenn wir in (65) $q = 3/2$ setzen, erhalten wir

$$W = K\left(\frac{Ne^2\,(2N)^{1/3}}{D}\right)^{3/2}(2RT)^{-1/2}. \tag{67}$$

Der wirkliche Debye-Ausdruck kann geschrieben werden

$$W = -\left(\frac{2}{3}\right)\left(\frac{2\pi^{1/2}\,Ne^2\,(2Nc)^{1/2}}{D}\right)^{3/2}(2RT)^{-1/2}. \tag{68}$$

Das Vorkommen von $\pi^{1/2}$ veranlaßt uns, (68) wie folgt zu schreiben:

$$W = -\left(\frac{2}{3}\right)\left(\frac{Ne^2}{D}\left(\frac{4\pi\,2Nc}{3}\right)^{1/2}6^{1/2}\right)^{3/2}(2RT)^{-1/2} \tag{69}$$

$$= -\left(\frac{2}{3}\right)(6)^{1/2}\left(\frac{Ne^2}{D}\left(\frac{4\pi\,2Nc}{3}\right)^{1/2}\right)^{3/2}(2RT)^{-1/2} \tag{70}$$

und da nach (56) $\overline{W}_D = -qW = -3W/2$

$$= 6^{1/2}\left(\frac{Ne^2}{D}\left(\frac{4\pi\,2Nc}{3}\right)^{1/2}\right)^{3/2}(2RT)^{-1/2}. \tag{71}$$

Der Ausdruck, der in $3/2$-Potenz erscheint, ist die potentielle Energie von N-Ionenpaaren, wobei der Abstand zwischen jedem Paar dem Radius des Raumteiles gleich ist, in dem bei einer willkürlichen Verteilung in einem Volumen $V\,(= 1/c)$ die durchschnittliche Zahl der Ionen, die in ihm enthalten ist, gleich eins ist.

Milners Ausdruck für das Virial: Milner[10]) fand, daß

$$\overline{W} = RTh\,f(h), \tag{72}$$

was nach Einsetzen des Wertes für h ergibt

$$\overline{W}_M = \frac{Ne^2}{D}\left(\frac{4\pi}{3}\,2Nc\right)^{1/2} f\left(\frac{Ne^2}{D}\left(\frac{4\pi}{3}\,2Nc\right)^{1/2}\frac{1}{RT}\right). \tag{73}$$

Wie oben für verdünnte Lösungen ist die Funktion eine Potenz oder die Summe von Potenzen des Klammerausdruckes. Verwenden wir eine eingliedrige Funktion, klammern die Potenz $(q - 1)$ nach (65) aus, und setzen $q = 3/2$, so erhalten wir aus (73)

$$\overline{W}_M = K_1\left(\frac{Ne^2}{D}\left(\frac{4\pi}{3}\,2Nc\right)^{1/2}\right)^{3/2}(2RT)^{-1/2}(2)^{1/2} \tag{74}$$

$$= K_1 \cdot 2^{1/2}\left(\frac{Ne^2}{D}\left(\frac{4\pi}{3}\,2Nc\right)^{1/2}\right)^{3/2}(2RT)^{-1/2}. \tag{75}$$

Milner[18]) (Fußnote) kommt für den Grenzfall zu der Formel

$$h\,\Phi(h) = (-3h^3\pi/2)^{1/2} \tag{76}$$

wobei

$$\Phi(h) = -f(h). \tag{77}$$

Daraus wird

$$f(h) = (3\pi h/2)^{1/3} \tag{78}$$

und nach (13)

$$\overline{W}_M = (3\pi)^{1/3}\left(\frac{Ne^2}{D}\left(\frac{4\pi}{3}\,2Nc\right)^{1/3}\right)^{3/2}(2RT)^{-1/2}. \tag{79}$$

Milners berechnete Werte für diese Funktion sind nicht in Übereinstimmung mit seiner Feststellung für deren Näherungsgrenzwert. In Wirklichkeit konvergieren sie gegen

$$f(h) = (\pi h/2)^{1/3}, \tag{80}$$

woraus sich ergibt

$$\overline{W}_M = \pi^{1/3}\left(\frac{Ne^2}{D}\left(\frac{4}{3}\,\pi\,2Nc\right)^{1/3}\right)^{3/2}(2RT)^{-1/2} \tag{81}$$

$$= 0{,}72\,\overline{W}_D. \tag{82}$$

Die von Noyes[19]) berechneten Grenzwerte sind

$$\overline{W}_M = (0{,}715 \to 0{,}734)\,\overline{W}_D. \tag{83}$$

Adams[20]) stellt ohne Beweis fest, daß Milner bei seinem Versuch das Virial zu berechnen, irrtümlich die Arbeitsfunktion ermittelt habe, die numerisch 2/3 des Virials beträgt.

Die Form der Arbeitsfunktion für verschiedene Kräfte.

Es ist klar, daß für den Fall, daß verschiedene Kräfte von dem in (2) gegebenem Typus zwischen den Ionen vorhanden sind, dann der in (24) gegebene allgemeine Ausdruck derart erweitert werden muß, daß er die Summe einiger Gruppen von Gliedern an Stelle der hier vorhandenen einen Gruppe enthält. Die in den Ausdrücken für die verschiedenen abgeleiteten Funktionen hierfür benötigten Erweiterungen ergeben sich ohne weiteres.

Bezeichnungen.

a, a_1, a_1', a_1'' usw.	Konstanten.
b	Konstante.
c	Salzkonzentration in der Lösung in g-Molen/cm³.
c_0	Konzentration einer hochverdünnten Lösung.
D	Dielektrizitätskonstante. Die Bezeichnung wird auch für andere als die Coulombschen Kräftegesetze angewandt.
e	Ladung eines positiven einwertigen Ions; auch für Kräftegesetze, die nicht Coulombsche sind.
E	Der elektrische Anteil der Änderung der inneren Energie einer Lösung entsprechend W. Die Verdünnungswärme bei konstantem Volumen.
E'	Der elektrische Anteil der inneren Energieänderung bezogen auf ein System von 2 Ionen.
$-\Delta F$	Abnahme der freien Energie.
f	Totaler Aktivitätskoeffizient des gelösten Stoffes.
f_0	Aktivitätskoeffizient des Lösungsmittels.
g	Osmotischer Koeffizient.
h	Milnersche Funktion.
H	Der elektrische Anteil der Änderung des Wärmeinhalts einer Lösung entsprechend W. Die Verdünnungswärme bei konstantem Druck.
i	van't Hoffscher Faktor.
K, K_1	Konstanten.
k	Boltzmannsche Konstante.
m	Anzahl der von einem Salzmolekül erzeugten Ionen.
n	Konstante des aufgestellten Kräftegesetzes (negativer Index des Abstandes).
N	Anzahl von Molekülen in einem g-Mol.
N_0	Anzahl von Molekülen Lösungsmittel in einer Lösung, enthaltend 1 g-Mol gelösten Stoff bei einer Konzentration von c g-Molen/cm³.
P	Osmotischer Druck der Lösung bei der Konzentration c.
P_0	Osmotischer Druck einer hochverdünnten Lösung.
q, q_1 usw.	Konstanten.
R	Gaskonstante.
r	Abstand zweier Ionen.
$\bar{r}$	Abstand zweier zusammengehöriger Ionen in einer Lösung bei gleichmäßiger Verteilung.
s	Konstante in dem aufgestellten Kräftegesetz (Index der Dielektrizitätskonstante).
T	Absolute Temperatur.
t	Gefrierpunktserniedrigung in °C einer Lösung der Konzentration c.
U	Summe der potentiellen Energien gegenseitiger Anziehung der Ionen, genommen über alle Paare.
U_e	Debye und Hückels U_e.
V	Volumen einer Lösung enthaltend 1 g-Mol Salz. $V = 1/c$.
V_0	Volumen von 1 g-Mol des flüssigen Lösungsmittels.
W	Elektrische Arbeit entwickelt bei reversibler und isothermer Verdünnung auf unendliche Verdünnung bei einer Lösung enthaltend 1 g-Mol Salz.
W_1, W_2	Glieder im allgemeinen Ausdruck für W.
W'	Elektrische Verdünnungsarbeit bezogen auf ein System von 2 Ionen.
$\overline{W}$	Anziehungsvirial.
$\overline{W}_D$	Debye und Hückels Anziehungsvirial.
$\overline{W}_M$	Milners Anziehungsvirial.
W_t	Elektrische Überführungsarbeit.
x	Konstante in dem aufgestellten Kräftegesetz (Index der Ladung).
z_1	Wertigkeit eines Ions 1.
$\alpha, \beta, \gamma, a_1, \beta_1, \gamma_1$ a_2, β_2, γ_2 usw.	Konstanten.

Zusammenfassung.

1. Es wird gezeigt, daß der Ausdruck für die elektrische Verdünnungsarbeit einer verdünnten Lösung eines starken Elektrolyten, dessen Ionen sich nach einem Kräftegesetz, von dem das Coulombsche Gesetz einen Spezialfall darstellt, anziehen oder abstoßen, dargestellt wird durch die Summe einer Reihe von Gliedern, wobei jedes Glied eine statische potentielle Energie, die mit dem aufgestellten Kräftegesetz zusammenhängt, multipliziert mit einer Potenz des Verhältnisses dieser Energie zu einer kinetischen Energie ist.

2. Die Clausiussche Virialgleichung kann aus dem entwickelten Ausdruck abgeleitet werden.

3. Die allgemeine Form verschiedener thermodynamischer Funktionen, die aus der Arbeitsfunktion ableitbar sind, wird gegeben.

4. Die Beziehungen des allgemeinen Ausdruckes zu speziellen Formulierungen nach den Theorien von Ghosh, Milner und Debye-Hückel wird aufgezeigt.

Der Autor ist Herrn Dr. J. Mc. Aulay, einem ehemaligen Schüler von Prof. Debye, für seine wertvolle Hilfe bei der Abfassung dieser Arbeit zu großem Danke verpflichtet.

Literatur.

1) Milner, Phil. Mag. (VI) **23**, 551, 1912; **25**, 742, 1913.
2) Debye und Hückel, Physik. Zeitschr. **24**, 185, 1923; Debye, Physik. Zeitschr. **25**, 97, 1924.
3) Ghosh, J. Chem. Soc. **113**, 449, 627, 707, 790, 1918; Zeitschr. phys. Chem. **98**, 211, 1921.
4) Gatty, Phil. Mag. (VII) **11**, 1082, 1931.
5) Debye, Physik. Zeitschr. **25**, 98, 1924.
6) Vgl. Bjerrum, Zeitschr. phys. Chem. **119**, 148, 1926.
7) Bjerrum, l. c., p. 150.
8) Milner, Phil. Mag. (VI) **25**, 747, 1913; Sand, Phil. Mag. (VI) **45**, 137, 1923.
9) Über die Anwendung der Virialgleichung auf Elektrolytlösungen vgl. Cavanagh, Phil. Mag. (VI) **43**, 626, 1922; Pike und Nonhebel, Phil. Mag. (VI) **50**, 726, 1925; Bjerrum, l. c., S. 156.
10) Milner, Phil. Mag. (VI) **25**, 745, 1913.
11) Bjerrum, l. c., S. 149.
12) Noyes, J. Amer. Chem. Soc. **46**, 1088, 1924.
13) Bjerrum, l. c., S. 155.
14) Adams, J. Amer. Chem. Soc. **48**, 622, 1926.
15) Madelung, Physik. Zeitschr. **19**, 524, 1918; Kendall, J. Amer. Chem. Soc. **44**, 719, 1922.
16) Debye und Hückel, l. c., S. 189.
17) Klein, Medd. f. K. Vetenskap. Nobelinstitut **5**, Nr. 6, 1919; Chemical Abstracts **14**, 2572, 1920.
18) Milner, Phil. Mag. (VI) **23**, 575, 1912; cf. Scatchard, Phil. Mag. (VII) **2**, 577, 1926.
19) Noyes, l. c., S. 1087.
20) Adams, l. c., S. 623.

(Eingegangen 1. Juli 1931.)

Neue Eichungsmethode zur Präzisionsbestimmung von Gitterkonstanten an polykristallinen Materialien.

(Wissenschaftliche Mitteilung aus der Versuchsanstalt für röntgentechnische Materialuntersuchungen.)

Von F. Regler (Wien).

Bei der Bestimmung der Gitterkonstante von polykristallinen Materialien nach der Methode von Debye und Scherrer mit der im nachfolgenden beschriebenen Apparatur zeigten sich bei allen Untersuchungen auftretende gesetzmäßige Abweichungen vom wahren Wert der Gitterkonstante, die sich einerseits in einer stetigen Zunahme der Werte für die Gitterkonstante mit zunehmendem Glanzwinkel bei konstanter Stäbchendicke, andrerseits aber in einer stetigen Abnahme des Mittelwertes der Gitterkonstanten mit zunehmender Präparatdicke 2ϱ trotz Anwendung der Haddingkorrektur äußerten. Um diese Gesetzmäßigkeiten quantitativ zu erfassen und die Fehler bei späteren Messungen eliminieren zu können, wurden vier Debye-Scherrer-Diagramme von pulverisiertem Steinsalz bei verschiedenen Präparatdicken mit folgender Apparatur angefertigt und ausgewertet.

Zur Präzisionsbestimmung von Gitterkonstanten nach der Debye-Scherrer-Methode diente als Strahlungsquelle eine technische Röntgenröhre der Fa. C. H. F. Müller mit Götze-Strichfokus, Eisen-Antikathode und Lindemannfenster. An Stelle der meist für diese Untersuchungsarten üblichen Kupferstrahlung wurde Eisenstrahlung gewählt, da sehr viele Untersuchungen an Eisen- bzw. Eisen enthaltenden Materialien ausgeführt werden müssen. Gespeist wurde die Röntgenröhre durch einen Hochspannungstransformator in Halbwellenschaltung.

Die an der Röhre liegende Scheitelspannung betrug 20 kV, und es wurde durch die Röhre ein mittlerer Strom von 10^{-2} Ampere geschickt.

Die Röhre wurde in horizontaler Lage betrieben. Als Aufnahmekamera diente eine vom Verfasser konstruierte Universalkamera[1]). Für Debye-Scherrer-Aufnahmen besitzt die Kamera die im Nachfolgenden beschriebene Einrichtung und ist in Fig. 1 wiedergegeben. Die Kamera besteht aus einem rechteckigen Kasten, in welches allseitig Bleiwände lichtdicht eingeschoben werden können. In die Vorderwand der Kamera können verschiedene Blenden eingeschraubt werden. Um eine leichte Zentrierbar-

1) F. Regler, Beiheft zu „Mikrochemie" 8, 2, 1930.

keit der Präparate zu erzielen, sind sowohl in den Deckel, als auch in den Boden der Kamera je eine Futterzange drehbar eingeführt, so daß das Präparat durch die doppelseitige Einspannung automatisch zentriert wird. Die beiden Futterzangen werden durch ein Uhrwerk, dessen Achse seitlich durch die Kamera vertikal durchgeführt und sowohl im Deckel als auch im Boden der Kamera gelagert ist, durch Vermittlung von Zahnrädern in eine gleichsinnige Rotation versetzt. Durch Verwendung eines isolierenden Zahnrades und eines isolierten Lagers für eine Futterzange kann die Kamera leicht auch für Untersuchungen an elektrisch geheizten Präparaten Verwendung finden, wenn man nur eine Futterzange in vertikaler Richtung aus der Kamera herausfedern läßt, so daß das Präparat auch bei Vergrößerung seiner Länge durch die Erwärmung gespannt und dadurch zentriert bleibt. Als Filmträger findet ein dickwandiger Messingzylinder Verwendung, der in seiner Längsachse aufgeschlitzt ist und mit Hilfe einer Art Bajonettverschluß an beiden Lagern der Futterzange befestigt und automatisch zentriert wird. Der Film wird außen um den Zylinder herumgelegt und ist durch Anbringung entsprechender Filmhalter dafür Sorge getragen, daß er allseits gut am Träger anliegt. Die Ausnehmung im Zylinder für den Strahlendurchtritt ist relativ gering bemessen, um eine eventuelle Durchbiegung des Filmes sicher zu vermeiden. Der Messingzylinder hat einen mittleren Radius von 2,852 cm und eine maximale Abweichung von diesem Mittelwert von $\pm$ 0,002 cm. Die Länge der Blende beträgt 6 cm. Da bei praktischen Untersuchungen die Belichtungszeit möglichst niedrig gehalten werden muß, um auch Untersuchungen an sich rasch verändernden Präparaten ausführen zu können, ist es nötig, die Kamera so nahe als möglich an die Röhre heranzubringen.

Da aber erfahrungsgemäß speziell bei Verwendung von Röhren mit Lindemannfenstern das nahe Heranbringen der metallischen Kamera an die Röhre infolge Durchschlagens des dünnen Glases leicht zur Zertrümmerung der Röhre führen kann, muß entweder die Blende der Kamera aus Bleiglas hergestellt oder die Kamera selbst isoliert aufgestellt werden. Da aber Blenden aus Metall wesentlich exakter hergestellt werden können, als solche aus Bleiglas, wurde die vom Verfasser konstruierte Kamera auf einer Bakelitplatte montiert, welche durch drei Stellschrauben eine Hoch- und Tiefverstellung der Kamera gestattet. Die Kamera kann auf zwei Schienen auf der isolierten Unterlage nach vorne und rückwärts verschoben werden. Die Blende muß zum

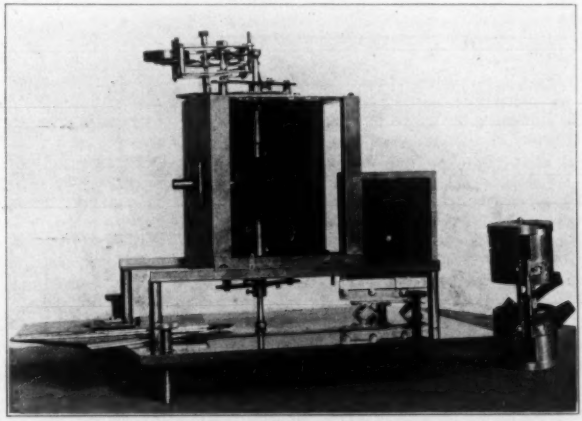


Fig. 1.

Zwecke der Abhaltung des von der Glühkathode der Röntgenröhre ausgehenden grellen Lichtes mit schwarzem Papier verschlossen sein.

Der Schwächungskoeffizient dieses zum Verschließen der Blende verwendeten schwarzen Papiers für die K_α-Strahlung des Eisens wurde ionometrisch gemessen und ergab sich für μ ein Wert von $\mu = 16{,}63$. Für die Ausführung dieser Messungen wurde das von der Eisen-Antikathode ausgehende Röntgenlicht durch einen Filter aus Mn_3O_4, von welcher Substanz 0,0038 g auf den cm^2 kamen, soweit monochromatisiert, daß sich die Intensität der K_α-Linien zu der der stärksten K_β-Linie wie 18 : 1 verhält. Dieser experimentell für schwarzes Papier ermittelte Schwächungskoeffizient steht in Widerspruch zu dem von H. Th. Meyer[1]) theoretisch errechneten, der für den Wert $\mu = 8{,}3$ angibt. Um auch zu ermitteln, wie stark die Schwächung dieser langwelligen Röntgenstrahlung in einer Schichte bzw. im Zelluloid des doppelt begossenen photographischen Filmes ist und um zu sehen, wieweit die

1) H. Th. Meyer, Wiss. Veröff. aus dem Siemens-Konzern, Bd. VII, 108 ff.

zweite Schichte noch an der Schwärzung beteiligt ist, wurden diese Werte ebenfalls ionometrisch für die K_α-Strahlung des Eisens sowohl für den Schleußner-Doneo- als auch für den Agfa-Lauefilm gemessen und in nachstehender Tabelle zusammengestellt.

Tabelle I.

	Dicke einer photograph. Schichte in cm	μ der Schichte	Dicke des Zelluloids in cm	μ des Zelluloids
Agfa-Laue-Film	0,00205	201,12	0,0197	24,80
Schleussner-Doneo-Film	0,0013	271,0	0,0197	23,07

Da es bei vielen Untersuchungen angezeigt ist, die Belichtungszeiten wesentlich abzukürzen, wurden die Diagramme häufig mit $HgCl_2$ verstärkt. Um nun einen Überblick zu gewinnen, inwieweit die Verstärkung die Gradation der

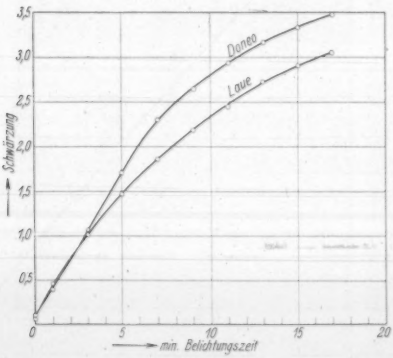


Fig. 2.

Filme verändert, wurden in Fig. 2 die Schwärzungskurven sowohl von einem unverstärkten Doneo- als auch Lauefilm für K_α-Strahlung des Eisens mit dem Zeissschen Stufenphotometer gemessen. Fig. 3 zeigt die Schwärzungskurven der beiden Filme nach dem Verstärken mit $HgCl_2$. Aus diesen Kurven ist zu ersehen, daß die Belichtungszeiten durch die Verstärkung um rund die Hälfte reduziert werden können.

Da für die exakte Ausmeßbarkeit der Röntgeninterferenzen die Kenntnis der Schrumpfung des Filmes von großer Bedeutung ist, wurden sowohl Doneo- als auch Agfa-Laue-Filme in dieser Richtung untersucht und zeigte sich, daß die Schrumpfung bei Doneo-Filmen durchschnittlich $0{,}01\,^0/_{00}$, bei Laue-Filmen hingegen $0{,}61\,^0/_{00}$ beträgt. Da angenommen werden muß, daß die Schrumpfung durch verschiedene Faktoren, wie Entwicklungstemperatur, Wässerungsdauer usw. beeinflußt werden kann und auch ein nachträgliches Verstärken ebenfalls die Filmlänge verändern kann, kopiert der Verfasser in den mit Röntgenstrahlen

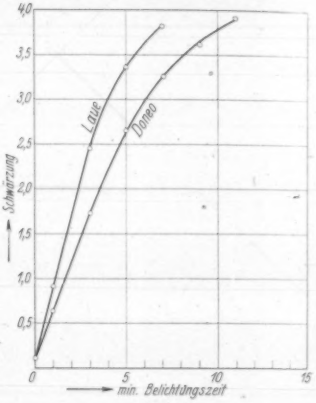


Fig. 3.

belichteten Film vier Marken, die in die Schichte eines undurchsichtigen Glasspiegels geritzt sind und als Bezugsnormale dienen, mit sichtbarem Lichte hinein. Zwei der Marken befinden sich an den Enden des Filmes, zwei hingegen in der Nähe des ausgestanzten Loches des Primärstrahles, um die Schrumpfung für jeden Film, unbekümmert um die Behandlungsweise an allen Stellen erfassen und in Rechnung setzen zu können. Die Marken müssen selbstverständlich in ihren Abständen weitgehendst unveränderlich und so gewählt sein, daß sie nicht ganz bis zur Mitte des Filmes reichen, um nicht eventuell gerade mit einer Linie zu koinzidieren und ihre Ausmeßbarkeit zu beeinträchtigen. Ferner muß jede Marke mit einem horizontalen Querstrich versehen sein, um die Distanzen der Bezugslinien immer in gleicher Höhe ausmessen zu können.

Die Belichtungszeit der Bezugslinien muß äußerst knapp gewählt werden, um eine beim doppelt begossenen Film sehr leicht mögliche Überstrahlung bei Belichtung mit weißem Licht zu vermeiden.

Bestimmung des wahren Kameraradius.

Im allgemeinen wird der Kameraradius einer Debye-Scherrer-Kamera als Apparatkonstante angesehen, die durch den Filmträger bestimmt ist. Es lag nun nahe, den Einfluß der doppelt

begossenen Filme auf den wahren Kameraradius zu untersuchen, da die Messungen einen deutlichen Dickenunterschied zwischen den zwei gangbaren Filmsorten ergeben hatten. Zur Ausführung dieser Untersuchungen wurden sowohl Röntgeninterferenzlinien als auch durch die in der Kamera während der Expositionszeit stets vorhandene Streustrahlung abgebildete Marken möglichst exakt mit einem Fraunhoferschen Mikrometer vermessen. Die Marken können für diese Untersuchung ebensogut wie die Interferenzlinien herangezogen werden, da die Streustrahlung ja ebenfalls ihren Ursprung im Präparat hat und daher fast senkrecht auf den Film auftrifft. Da der äußeren Filmschichte ein größerer Kameraradius zukommt, als der inneren, müßten nun auch die Distanzen entsprechender Linien auf der äußeren Schichte größer sein als auf der inneren. Um diese Vermutung zu überprüfen, wurde von mehreren Filmen abwechselnd die äußere und die innere Schichte vollständig abgeschwächt und die Distanzen nach dieser Behandlung ausgemessen, wobei sich zwischen den entsprechenden Werten vollkommene Übereinstimmung ergab, obwohl die zu erwartenden Unterschiede weit über der Grenze der Meßgenauigkeit des Instrumentes hätten liegen müssen. Diese Beobachtung lehrt nun, daß beim zylindrischen Anlegen des Filmes die innere Schichte zusammengedrückt, die äußere hingegen gedehnt wird und daß beim planliegenden Film diese Längenunterschiede wieder ausgeglichen werden. Der unveränderte Teil des Filmes ist nach diesen Überlegungen in der Filmmitte zu suchen, so daß zu dem durch den Filmträger gegebenen Radius noch die halbe Filmdicke addiert werden muß, um auf den wahren Wert des Kameraradius zu kommen. Wird der Film, wie dies bei manchen Kameratypen geschieht, in den zylindrischen Träger hineingeschoben, dann muß von dem Radius dieses Trägers die halbe Filmdicke subtrahiert werden, um dann den richtigen Wert für den Kameraradius zu erhalten.

Herstellung und Zentrierung des Präparates.

Gelangen Metalldrähte zur Untersuchung, so erübrigt sich die Herstellung eines Präparates, da der zur Verfügung stehende Draht nur bis auf eine noch weiter unten zu besprechende Dicke abgefeilt oder abgeschmirgelt, unter Umständen auch abgeätzt werden muß. Die Ätzung wird in allen jenen Fällen von Vorteil sein, in denen die Faserstruktur erhalten bleiben soll, während gerade das Feilen und Schmirgeln diese Struktur oberflächlich vollständig zerstört, welcher Fall für die Bestimmung von Gitterkonstanten besonders vorteilhaft ist. Soll ein pulverförmiges Material zur Untersuchung gelangen, so wird das Pulver vorteilhaft mit Zapponlack oder Kollodium auf einem dünnen Kupfer- oder Eisendraht aufgeklebt. Bei der geringen Durchdringungsfähigkeit der verwendeten Strahlung hat sich der Einfluß des Trägermaterials niemals störend erwiesen. Der Vorteil der Verwendung von Metalldrähten gegenüber den im allgemeinen verwendeten Glaskapillaren liegt bei Verwendung der vom Verfasser gebauten Kamera darin, daß der Draht in die beiden Zangen fest eingespannt und stark gedehnt werden kann, so daß eine Durchbiegung des Präparates ausgeschlossen erscheint. Da die Futterzangen automatisch die Achse des Filmträgers bilden, ist es nur nötig zu untersuchen, ob das Pulver allseitig symmetrisch und in gleicher Dicke den Träger umgibt. Zu diesem Zweck wird eine Seitenwand der Debye-Scherrer-Kammer herausgezogen und die Kamera so auf den Tisch gelegt, daß sich das Präparat in horizontaler Lage befindet. Die Kamera ist nun so eingerichtet, daß auf die Säulen der herausgezogenen Seitenwand das Fraunhofersche Mikrometer aufgesetzt werden kann. Stellt man nun das Fadenkreuz des Mikrometers auf eine Seite des Präparates ein und dreht das letztere um die eigene Achse, so muß der Rand des Präparates während einer Drehung von 360° immer mit dem Fadenkreuz koinzidieren, widrigenfalls von dem Präparat durch Abschaben usw. die vorspringenden Stellen entfernt werden müssen. Diese Vorrichtung gestattet es auch, auf einfache Weise den Präparatdurchmesser zu ermitteln und sich davon zu überzeugen, daß das Pulver auch im Mikroskop noch feinkörnig genug erscheint.

Wahl der günstigsten Expositionszeiten.

Die Wahl der Expositionszeiten hängt in erster Linie von der gewünschten Schwärzung der Interferenzlinien ab. Im Fraunhoferschen Mikrometer sind Debye-Scherrer-Linien sehr gut zu messen, wenn sie ungefähr die Schwärzung 1,0 besitzen. Arbeitet man, wie dies bei den Untersuchungen des Verfassers meist geschieht, mit ungefilterter Eisenstrahlung, so liefert die an der gleichen Netzebene reflektierte K_β-Strahlung ungefähr den fünften Teil der Intensität wie die K_α-Strahlung. Aus den oben abgebildeten Schwärzungskurven ist, wenn man diese Kurven auch für die K_β-Strahlung gelten läßt, zu ersehen, daß bei Ausmessung von unverstärkten Röntgendiagrammen der K_β-Strahlung ungefähr die Schwärzung 0,3 zukommt, wenn die K_α-Strahlung die Schwärzung 1,0 erzeugt. Die Messungen des Verfassers haben nun gezeigt, daß sowohl die der K_α- als auch die der K_β-Strahlung zukommenden äußeren Linienabstände miteinander

vergleichbar sind, daß also durch längere Expositionszeiten bzw. höhere Intensitäten und größere Schwärzungen innerhalb gewisser Grenzen keine Verschiedenheiten der Liniendistanzen und damit der Gitterkonstanten zu befürchten sind. Allerdings darf die Schwärzung der Linien nie so gering werden, daß im Mikrometer keine deutlich erkennbare äußere Begrenzung der Linien mehr feststellbar ist. Arbeitet man mit der anfangs beschriebenen Röhrenbelastung und hat die Blende vom Mittelpunkt des Röhrenfokus die Distanz 9 cm, das Präparat von dem der Röntgenröhre zugekehrten Blendenende die Distanz 7,2 cm, so daß also das Präparat vom Röhrenfokus die Distanz 16,2 cm besitzt, so ist für kubisch kristallisierende Substanzen im allgemeinen ohne Verstärken der Diagramme eine Belichtungszeit von 30 Minuten bis 2 Stunden ausreichend, während bei nachträglicher Verstärkung die Belichtungszeiten noch auf den halben Wert herabgedrückt werden können. Diese Belichtungszeiten sind im allgemeinen erfahrungsmäßig von der Atomzahl des zu untersuchenden Präparates ziemlich unabhängig und werden in erster Linie nur durch die kristallographischen Eigenschaften bestimmt. Im allgemeinen kann gesagt werden, daß Substanzen mit einer kleinen Gitterkonstante wesentlich niedrigere Expositionszeiten benötigen als solche mit einer größeren, da im letzteren Falle auch noch höhere Ordnungen, deren Intensität im allgemeinen schon wesentlich schwächer ist, zur Abbildung gelangen sollen, als im Falle von kleinen Gitterkonstanten. Je niedriger symmetrisch nun das Kristallgitter einer Substanz wird, desto längere Belichtungszeiten sind selbstverständlich nötig, um Linien von gleicher Schwärzung zu erhalten als bei hochsymmetrischem Aufbau. Im allgemeinen gilt auch für die Bestimmung der Expositionszeiten die Tatsache, daß diese um so kürzer wird, je dicker die Präparatdicke und je größer der Durchmesser des Primärstrahlenbündels ist.

Um die eingangs erwähnten Gesetzmäßigkeiten zu erfassen, wurde versucht, auf experimentellem Wege den Einfluß der Präparatdicke zu erfassen.

Von vornherein wurden diese Untersuchungen mit einer Blende von einem Durchmesser von 0,15 cm ausgeführt, um die Belichtungszeiten möglichst herunterzudrücken. Um mit vollständig definierten Substanzen zu arbeiten, wurde zur Untersuchung natürliches Steinsalz, dessen Gitterkonstante von 5,628 ÅE für Wellenlängenmessungen bekanntlich als Bezugsnormale dient, in fein pulverisierter Form verwendet.

Wenn auch die im vorliegenden Fall gemachten Untersuchungen nur für diese Röhre und Blende, mit der sie ausgeführt sind, Geltung besitzen, so sind sie qualitativ und prinzipiell für alle derartige Untersuchungen identisch, so daß die hier gewonnenen Erfahrungen einen Überblick über die neue Eichungsmethode gestatten.

Die Präparatdicken der vier Steinsalzstäbchen betrugen:

$2\varrho_1 = 0{,}053$ cm $\quad 2\varrho_2 = 0{,}094$ cm

$2\varrho_3 = 0{,}147$ cm $\quad 2\varrho_4 = 0{,}218$ cm.

Bei der Ausführung der Aufnahmen wurden alle im vorigen beschriebenen Erfahrungen verwertet,

Fig. 4.

so wurden insbesondere, wie aus Fig. 4 hervorgeht, die Marken zur Bestimmung der Schrumpfung in die Negative hineinkopiert und wurde besonderes Gewicht auf ganz gleiche Behandlung der Negative im Entwickler, Verstärker usw. gelegt. Alle vier Diagramme wurden 2 Stunden exponiert und mit $HgCl_2$ verstärkt. Ganz besondere Sorgfalt wurde auf gewissenhafte Zentrierung des Präparates nach der oben beschriebenen Methode verwendet. Die im nachstehenden wiedergegebenen Tab. II, III, IV und V geben die für die Be-

Tabelle II.

$2\varrho = 0{,}053$ cm.

$(h_1 h_2 h_3)$	$b_{gem.}$	$b_{corr.}$	ϑ_1	$\sin \vartheta_1$	$\frac{\lambda}{2}\sqrt{\Sigma h^2}$	a	$\Delta\vartheta$
(111) α	3,567	3,514	17° 35′	0,30209	1,67575	5,5465	16′
(002) β	3,735	3,682	18° 25′	0,31592	1,7530	5,5494	16′
(002) α	4,127	4,074	20° 23′	0,34830	1,9350	5,5556	16′
(022) α	5,924	5,871	29° 22′	0,49040	2,7365	5,5801	16′
(222) α	7,407	7,354	36° 47,5′	0,59891	3,3515	5,5960	14,5′
(004) α	8,980	8,927	43° 38,5′	0,69017	3,8699	5,6075	11,5′
(024) α	10,128	10,075	50° 24′	0,77229	4,3267	5,6154	9′
(224) α	11,543	11,490	57° 29′	0,84324	4,7398	5,6212	7′
(044) α	15,361	15,308	76° 35′	0,97271	5,4730	5,6266	3′

$a_{mittel} = 5{,}5888$ ÅE.

Tabelle III.

$2\varrho = 0{,}094$ cm.

$(h_1 h_2 h_3)$	$b_{gem.}$	$b_{corr.}$	ϑ_1	$\sin \vartheta_1$	$\frac{\lambda}{2}\sqrt{\Sigma h^2}$	a	$\Delta\vartheta$
(111) α	3,618	3,524	17° 38′	0,30293	1,67575	5,5310	19′
(002) β	3,786	3,692	18° 28′	0,31675	1,7530	5,5330	19′
(002) α	4,179	4,085	20° 26′	0,34912	1,9350	5,5426	19′
(022) β	5,381	5,287	26° 27′	0,44542	2,4790	5,5662	19′
(022) α	5,972	5,878	29° 24′	0,49090	2,7365	5,5743	18,5′
(222) α	7,454	7,360	36° 49′	0,59926	3,3515	5,5932	16′
(004) α	8,822	8,728	43° 39,5′	0,69035	3,8699	5,6055	12,5′
(024) β	8,959	8,865	44° 21′	0,69904	3,9197	5,6070	12′
(024) α	10,173	10,079	50° 25′	0,77070	4,3267	5,6145	10′
(224) α	11,584	11,490	57° 29′	0,84323	4,7398	5,6210	7′
(044) α	15,403	15,309	76° 35′	0,97271	5,4730	5,6266	3′

$a_{mittel} = 5{,}5832$ ÅE.

Tabelle IV.

$2\varrho = 0{,}147$ cm.

$(h_1 h_2 h_3)$	$b_{gem.}$	$b_{corr.}$	ϑ_1	$\sin \vartheta_1$	$\frac{\lambda}{2}\sqrt{\Sigma h^2}$	a	$\Delta\vartheta$
(111) α	3,681	3,534	17° 41′	0,30384	1,67575	5,5150	22′
(002) β	3,851	3,704	18° 31′	0,31760	1,7530	5,5195	22′
(002) α	4,243	4,096	20° 29′	0,34994	1,9350	5,5295	22′
(022) β	5,442	5,295	26° 29,5′	0,44608	2,4790	5,5568	21,5′
(022) α	6,030	5,883	29° 26′	0,49148	2,7365	5,5679	20,5′
(222) α	7,509	7,362	36° 50′	0,59953	3,3515	5,5902	17′
(004) α	8,876	8,729	43° 40′	0,69047	3,8699	5,6049	13′
(024) β	9,017	8,870	44° 22′	0,69921	3,9197	5,6060	13′
(024) α	10,227	10,080	50° 25′	0,77066	4,3267	5,6142	10′
(224) α	11,637	11,490	57° 29′	0,84324	4,7398	5,6210	7′
(044) α	15,452	15,305	76° 34′	0,97264	5,4730	5,6265	3′

$a_{mittel} = 5{,}5746$ ÅE.

Tabelle V.

$2\varrho = 0{,}218$ cm.

$(h_1 h_2 h_3)$	$b_{gem.}$	$b_{corr.}$	ϑ_1	$\sin \vartheta_1$	$\frac{\lambda}{2}\sqrt{\Sigma h^2}$	a	$\Delta\vartheta$
(111) α	3,758	3,540	17° 43′	0,30431	1,67575	5,5069	24′
(002) β	3,926	3,708	18° 33′	0,31814	1,7530	5,5102	24′
(002) α	4,318	4,100	20° 31′	0,35048	1,9350	5,5210	24′
(022) β	5,519	5,301	26° 31,5′	0,44658	2,4790	5,5512	23,5′
(022) α	6,107	5,889	29° 27,5′	0,49179	2,7365	5,5643	22′
(222) α	7,583	7,365	36° 51′	0,59973	3,3515	5,5884	18′
(004) α	8,949	8,731	43° 41′	0,69067	3,8699	5,6032	14′
(024) β	9,085	8,867	44° 22′	0,69925	3,9197	5,6058	13′
(024) α	10,296	10,078	50° 25′	0,77068	4,3267	5,6141	10′
(224) α	11,711	11,493	57° 29,5′	0,84332	4,7398	5,6204	7,5′
(044) α	15,498	15,280	76° 35′	0,97270	5,4730	5,6266	3′

$a_{mittel} = 5{,}5738$ ÅE.

rechnung der Gitterkonstante, sowie für die Gitterkonstante selbst ermittelten Werte. Die mit $(h_1 h_2 h_3)$ bezeichnete Spalte gibt die Millerschen Indizes der reflektierenden Netzebenen an. Die den Indizes beigefügten Buchstaben α und β geben an, ob die K_α- oder K_β-Strahlung des Eisens zur Interferenz gebracht wurde. Die Spalte mit $b_{gem.}$ gibt die gemessenen äußeren Bogenabstände und die mit $b_{corr.}$ die um die Präparatdicke verminderten Bogenabstände wieder. Die mit ϑ_1 bezeichnete Spalte gibt die den entsprechenden Netzebenen zugehörigen, aus der Messung ermittelten Glanzwinkel wieder. Da für das kubische System die Gitterkonstante be-

kanntlich

$$a = \frac{\lambda}{2 \sin \vartheta} \sqrt{\Sigma h^2}$$

ist, gibt die nächste Spalte die $\frac{\lambda}{2}\sqrt{\Sigma h^2}$ und die mit „a" bezeichnete Spalte die Gitterkonstante an. Aus allen vier Tabellen ist nun zu ersehen, daß die Werte für die Gitterkonstante nicht unregelmäßig, wie es durch Meßfehler bei der Ausmessung der Bögen hervorgerufen sein könnte, um einen Mittelwert schwanken, sondern daß die Gitterkonstanten mit zunehmendem Winkel ϑ_1

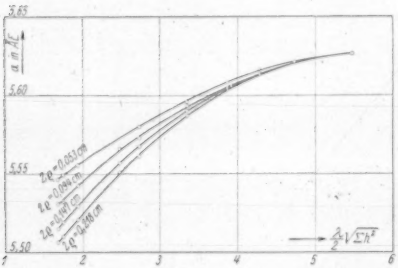


Fig. 5.

wachsen. Um dieses Wachsen graphisch darzustellen, wurden in Fig. 5 als Abszissen die Werte $\frac{\lambda}{2}\sqrt{\Sigma h^2}$, also Werte, die von jedem Meßfehler frei sind, aufgetragen, während als Ordinaten die Werte für die Gitterkonstanten bei verschiedenem 2ϱ eingetragen wurden. Diese Abbildungen zeigen nun deutlich, daß die Kurven um so steiler verlaufen, je größer der Präparatdurchmesser ist, daß also die Haddingkorrektur nicht genügt, um das Präparat auf die Dicke „Null" zu reduzieren. Außerdem ist aus den Kurven zu entnehmen, daß der Fehler bei der Bestimmung der Gitterkonstante und bloßen Benützung der Haddingkorrektur mit zunehmender Präparatdicke immer größer wird.

Da aber bei paralleler Röntgenstrahlung die Haddingkorrektur unabhängig von der Präparatdicke volle Gültigkeit besitzen muß und da ferner die Abweichung der Werte für die Gitterkonstante vom wahren Werte mit zunehmender Präparatdicke wächst, so ist zu erkennen, daß diese gesetzmäßigen Abweichungen ihren Grund in der nichtparallelen Primärstrahlung haben.

Berechnet man nun aus der exakt bekannten Gitterkonstante für Steinsalz die jeweiligen Werte für ϑ und bezeichnet die Differenz $\vartheta_1 - \vartheta$ mit $\Delta\vartheta$, so gibt dieses $\Delta\vartheta$ den Wert an, den man von dem experimentell gefundenen ϑ_1 subtrahieren muß, um ϑ zu erhalten. In der Fig. 6 sind die $\Delta\vartheta$ als Funktion der gemessenen ϑ_1 aufgetragen.

Aus diesen Kurven, die es nun gestatten, für die vier gegebenen Stäbchendicken das $\Delta\vartheta$ für jedes beliebige ϑ_1 abzulesen und in Korrektur

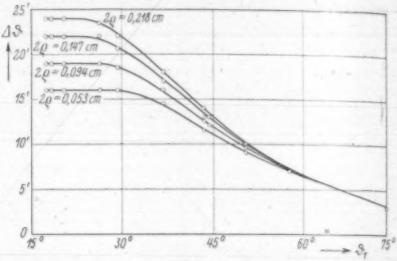


Fig. 6.

zu stellen, ist zu ersehen, daß sie alle die gleiche Charakteristik haben und daß das $\Delta\vartheta$ wieder mit abnehmender Präparatdicke abnimmt. Für kleine Winkel ϑ_1 ist die für die Korrektur verwendete Größe $\Delta\vartheta$ bei gegebener Stäbchendicke konstant, während sie bei einem Winkel von ungefähr 25° zu fallen beginnt. Bei $\vartheta_1 = 45°$ haben alle Kurven einen Wendepunkt. Aus diesen Kurven ist es nun möglich, für jede Stäbchendicke und für jedes gemessene ϑ_1 durch Interpolation den entsprechenden Wert für $\Delta\vartheta$ zu finden. Eine derartige Kurvenschar für verschiedene ϑ_1 gibt die Abhängigkeit der $\Delta\vartheta$ von 2ϱ wieder. (Fig. 7.) Daraus ist es möglich, für jede Stäbchendicke exakte Werte von ϑ und daher auch von „a" zu ermitteln. Diese Möglichkeit ist gerade für technische Untersuchungen sehr wichtig, da es oft unmöglich ist, Stäbchen von ganz

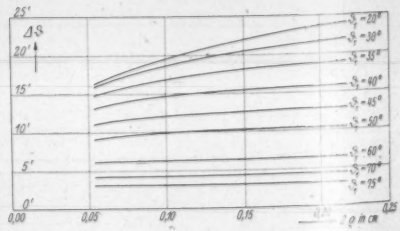


Fig. 7.

bestimmter Dicke herzustellen, wenn z. B. Drähte nicht beschädigt werden dürfen oder wenn zu geringe Mengen eines Pulvers zur Verfügung stehen, um ein Stäbchen von einer bestimmten Dicke zu erzeugen. Mittelt man die aus den

Tabellen errechneten Werte von „a" für jedes 2ϱ, so zeigt sich, daß die aus den Debye-Scherrer-Diagrammen errechneten Werte für die Gitterkonstante auch nach Abzug der Haddingkorrektur von der Präparatdicke abhängig sind, wie die Fig. 8 zeigt, während die nach der auf die oben beschriebene Weise korrigierten ϑ richtige Gitterkonstanten ergeben. Die Werte von $\Delta\vartheta$ geben, da sie nach Abzug der Haddingkorrektur ermittelt wurden, selbstverständlich keinen Wert für die Divergenz der Primärstrahlung, sondern geben nur die Winkelwerte an, die von den gemessenen abgezogen werden müssen, um richtige Gitterkonstanten zu erhalten. Durch

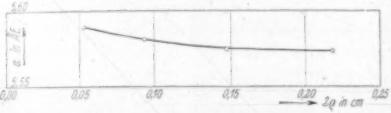


Fig. 8.

Benützung dieser Korrektur ist es möglich, die für die Gitterkonstantenmessungen nötigen Expositionszeiten durch nahes Herangehen an die Röhre, durch Verwendung kurzer Blenden mit großem Durchmesser und relativ dicker Präparate sehr zu verringern, ohne dadurch die Exaktheit der Messung zu beeinträchtigen. Die in der Literatur oft voneinander stark abweichenden Werte für Gitterkonstanten, gemessen an polykristallinen Materialien, dürften sich nach den oben beschriebenen Tatsachen leicht erklären lassen, da für diese Messungen meist nur die Haddingkorrektur in Anwendung gebracht wurde. Die meist als Ursache für die abweichenden Werte vermuteten chemischen Verunreinigungen erscheinen dem Verfasser bei der von den meisten Forschern beobachteten Exaktheit nicht immer stichhaltig zu sein.

Es soll nicht unerwähnt bleiben, daß selbstverständlich die Eichkurven auch so aufgestellt werden können, daß die Anwendung der Haddingkorrektur überhaupt entfällt.

Zusammenfassung.

In obiger Arbeit konnte gezeigt werden, daß die Haddingkorrektur bei Präzisionsgitterkonstantenmessungen meist nicht genügt. Es wurde daher ein experimenteller Weg angegeben, der es gestattet, Präzisionsmessungen von Gitterkonstanten an polykristallinen Substanzen auch bei nicht exakt paralleler Primärstrahlung auszuführen.

Sämtliche in obiger Arbeit angeführten Messungen und Untersuchungen wurden vom Verfasser in der staatlich autorisierten Versuchsanstalt für röntgentechnische Materialuntersuchungen in Wien, deren Leiter er ist, ausgeführt. Herrn Assistenten Dr. Franz Lihl sei auch an dieser Stelle für seine Mithilfe bei der Ausführung der Versuche, Messungen und Zeichnungen herzlichst gedankt.

(Eingegangen 4. Juli 1931.)

Kritisches zur Messung von Dielektrizitätskonstanten.

Von Emil Cohn.

Im Jahre 1924 hat Herr Fürth „eine neue Methode zur Bestimmung der *D-K* guter Leiter" veröffentlicht (Zeitschr. f. Phys. **22**, 98). Sie ist von ihm und anderen in einer Reihe von Arbeiten unter der Bezeichnung „Ellipsoidmethode" rechnerisch und experimentell weiter behandelt worden, zuletzt noch in diesem Jahr (Physik. Zeitschr. **32**, 184). Gegen die Deutung der Versuche habe ich einiges einzuwenden.

Bezüglich der Leitfähigkeit der benutzten Substanzen und der Schnelligkeit der Stromwechsel mache ich dieselben Voraussetzungen, die auch Herr Fürth macht: sie sollen von solcher Größenordnung sein, daß das elektrische Feld in jedem Augenblick die Gestalt eines stationären Feldes hat, und daß die mechanischen Kräfte ausschließlich dem elektrischen (nicht auch dem magnetischen) Feld entstammen.

D-K und Leitvermögen seien für einen beweglichen starren Körper ε, σ, für die ihn umgebende Flüssigkeit ε_0, σ_0. Die Flüssigkeit sei begrenzt durch den beweglichen Körper und zwei feste Elektroden 1 und 2 mit der Potentialdifferenz V. Die Oberfläche des beweglichen Körpers sei S, ihre äußere Normale N_0, die innere N. Die Gleichungen für das elektrische Feld $\mathfrak{E}$ sind dann:

$$\left.\begin{aligned} &\mathfrak{E} = -\operatorname{grad}\varphi;\ \text{innerhalb und außerhalb } S: \\ &\qquad\qquad \operatorname{div}\mathfrak{E} = 0; \\ &\varphi_1 - \varphi_2 = V;\ \text{an } S\colon \sigma_0\mathfrak{E}_{N_0} + \sigma\mathfrak{E}_N = 0. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Ihre Lösung hat die Form:

$$\mathfrak{E} = V\cdot\mathfrak{f}\left(\frac{\sigma_0}{\sigma}\right), \quad (2)$$

wo $\mathfrak{f}$ eine Vektorfunktion bedeutet, die außer von dem beigeschriebenen Argument nur von der Gestalt und Lage des beweglichen Körpers und der Elektroden abhängt. Bei gegen Null abnehmendem σ_0/σ strebt $\mathfrak{f}$ einem Grenzwert zu. Dieser ist praktisch erreicht, wenn der bewegliche Körper ein Metall und die umgebende Flüssigkeit ein Elektrolyt ist. (Auch für die Elektroden soll gelten: $\sigma_0/\sigma_{El} \approx 0$. Dann werden, wie vor-

ausgesetzt, ihre Oberflächen Äquipotentialflächen.) Aus dem Feld $\mathfrak{E}$ ergeben sich resultierende Kraft $\mathfrak{F}$ und Drehmoment $\mathfrak{M}$ auf den starren Körper gemäß

$$\mathfrak{F} = \int_S p^{N_0} \cdot dS, \quad \mathfrak{M} = \int_S [\mathfrak{r} p^{N_0}] \cdot dS \qquad (3)$$

$$p^{N_0} = -\tfrac{1}{2}\varepsilon_0 (\mathfrak{E}^2 \cdot \mathfrak{n}) + (\mathfrak{E}\,\mathfrak{n})\,\varepsilon_0 \mathfrak{E}, \qquad (4)$$

wo $\mathfrak{r}$ den Leitstrahl vom Drehpunkt nach dS und $\mathfrak{n}$ den Einheitsvektor in der Richtung von N_0 bezeichnet. Also hat jede Komponente von $\mathfrak{M}$ die Form

$$\mathfrak{M}_Z = \varepsilon_0 V^2 \cdot g\left(\frac{\sigma_0}{\sigma}\right), \qquad (5)$$

wo die Funktion g von denselben Größen abhängt, wie $\mathfrak{f}$.

Herr Fürth berechnet $\mathfrak{M}_Z$ für den Fall, daß der starre Körper ein Umdrehungsellipsoid zwischen ebenen parallelen Elektrodenflächen ist. Sein Ergebnis läßt sich übertragen aus der bekannten Lösung der Aufgabe: welches Drehmoment erfährt ein magnetisierbares Ellipsoid in einem gleichförmigen magnetischen Feld? Man hat nur die magnetische Energie der Volumeinheit durch die elektrische, und das Verhältnis der Permeabilitäten durch das der Leitfähigkeiten zu ersetzen. Aber dieses Ergebnis hat nicht die Bedeutung, die Herr Fürth ihm zuschreibt.

1. Herr Fürth fügt irrtümlich zu dem p^{N_0} der Gleichung (4) ein p^N von gleichem Bau, aber entgegengesetztem Vorzeichen hinzu, das sich auf die Innenseite von S bezieht. Der allgemeine Ausdruck für $\mathfrak{M}_Z$ enthält daher bei ihm auch die D-K ε des starren Körpers. Nur wenn dieser Ellipsoidgestalt besitzt, ist angeblich der Beitrag der p^N gleich Null. So erhält das Ellipsoid bei Herrn Fürth eine eindringlich betonte Vorzugsstellung (s. Zeitschr. f. Phys. **22**, S. 105 und 108), die ihm in Wahrheit nicht zukommt.

2. Herrn Fürths Lösung für das Ellipsoid ist nur richtig, wenn das nach ihr berechnete Feld die Elektrodenflächen als Äquipotentialflächen ergibt; m. a. W., wenn die Abmessungen des Ellipsoids verschwindend klein sind gegen den Abstand der Elektroden. (Vgl. Cohn, Das elektromagnetische Feld, 2. Aufl. S. 137 f.)

3. In den Versuchen von Fürth und seinen Schülern ist der bewegliche Körper ein Metall. Dann geht gemäß der Bemerkung zu (2) die Gleichung (5) über in

$$M_Z = \varepsilon_0 V^2 \cdot h, \qquad (6)$$

wo h nur noch von den geometrischen Verhältnissen abhängt.

Zusammengefaßt: Auch die „Ellipsoidmethode" ist zu einer genauen absoluten Messung nicht tauglich. Mittels einer Vergleichsmessung aber läßt sich die D-K eines Elektrolyten bei beliebiger Form von beweglichem Körper und Elektroden bestimmen. Das Drehmoment ist proportional der D-K des zwischen diesen Körpern befindlichen Mediums und von keinen anderen Materialkonstanten abhängig.

Das gleiche gilt, wie bekannt, wenn man den beweglichen Körper mit einer der Elektroden metallisch verbindet. In dieser Form wurde die Methode im Jahre 1888 von Cohn und Arons zur Messung der D-K n leitender Flüssigkeiten verwandt (Wied. Ann. Phys. u. Chem., N. F., **33**, 14). Sie ergab u. a. die D-K des Wassers.

Freiburg i. Br., Juni 1931.

(Eingegangen 4. Juli 1931.)

Über ein neues photoelektrisches Relais zur Vergrößerung kleiner Bewegungen.

Von Ludwig Bergmann.

Ich habe vor einiger Zeit an dieser Stelle eine neue Selen-Sperrschicht-Photozelle beschrieben, die gegenüber der jetzt im Handel erhältlichen Kupferoxydul-Photozelle eine wesentlich größere Empfindlichkeit besitzt und außerdem den Vorteil hat, daß sie mit großer wirksamer Oberfläche herstellbar ist. In Kürze werden von der Süddeutschen Apparate-Fabrik, Nürnberg, derartige Zellen mit einer wirksamen Oberfläche von 10 cm² und einer Empfindlichkeit von $3 \cdot 10^{-8}$ Amp./Lux · cm² in den Handel gebracht. Derartige Photozellen eignen sich in hervorragender Weise zur Konstruktion einer photoelektrischen Relaisanordnung, über die hier berichtet werden soll.

Der Grundgedanke ist folgender: Die Drehachse der Anordnung, deren Drehbewegung beobachtet werden soll, z. B. Galvanometerbewegung, Torsion eines Drahtes, Durchbiegung eines

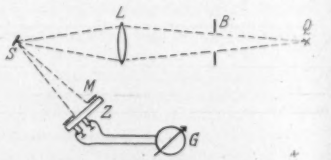


Fig. 1.

Stabes usw., trägt einen kleinen Spiegel S (Fig. 1). Mittels einer Lichtquelle Q mit möglichst großer

1) Physik. Zeitschr. **32**, 286, 1931.

Flächenhelligkeit wird eine quadratische Blendenöffnung B durch eine Linse L über den Spiegel S auf der Oberfläche der Photozelle Z abgebildet. Um eine möglichst große Helligkeit des Blendenbildes auf der Zellenoberfläche bei kleinem Spiegeldurchmesser zu bekommen, ist die optische Anordnung so gewählt, daß die Lichtquelle Q verkleinert auf dem Spiegel S abgebildet ist. Die

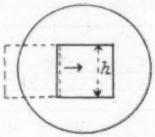


Fig. 2.

Oberfläche der Photozelle ist mit einer undurchsichtigen Maske M bedeckt, die einen quadratischen Ausschnitt in der Größe des Blendenbildes besitzt. Die Stellung von Photozelle und Blendenbild ist bei der Ruhelage des Spiegels S so, daß nur ein schmaler Streifen des Blendenbildes in die freie Öffnung der Zelle hineinfällt und daß bei einer Drehung des Spiegels das Bild der Blende auf die unbedeckte Zellenoberfläche wandert (Pfeilrichtung in Fig. 2). Die Photozelle ist mit einem empfindlichen Galvanometer verbunden. Die Ausschläge, die man an diesem Instrument bei einer Drehung des Spiegels S erhält, sind proportional der Spiegelbewegung und für eine bestimmte Spiegeldrehung um so größer, je heller die Lichtquelle Q und je weiter die Zelle vom

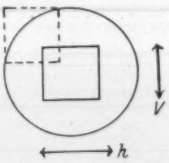


Fig. 3.

Spiegel entfernt ist. Dies gilt allerdings nur unter der Voraussetzung, daß die Oberfläche der Photozelle eine gleichmäßige Empfindlichkeit besitzt. Dies läßt sich i. a. beim Bau der Zellen erreichen. Andernfalls muß die Anordnung systematisch geeicht werden. Die Anordnung ist in dieser Form ein Analogon zu dem von Moll und Burger konstruierten Thermorelais[1]), dem gegenüber sie den Vorteil der vollkommenen Trägheitslosigkeit und der Benutzbarkeit auch für größere Spiegelausschläge hat. Die Empfindlichkeit der Anordnung läßt sich in verschiedener Weise variieren. Entweder bringt man in den Strahlengang absorbierende Filter, oder man verringert die Helligkeit der Lichtquelle direkt. Ordnet man die Photozelle auf einer Art Kreuztisch beweglich an, so daß sie in vertikaler und horizontaler Richtung sich verschieben läßt, so kann man durch eine Verschiebung in Richtung v (Fig. 3) erreichen, daß nur ein kleiner Teil des Blendenbildes die wirksame Oberfläche der Zelle überstreicht und so die Empfindlichkeit der Anordnung beliebig klein wird. Eine Verschiebung in Richtung h gestattet dagegen eine bequeme Einstellung des Nullpunktes des an die Zelle angeschlossenen Galvanometers.

Die Vergrößerung V der Drehbewegung des Spiegels S berechnet sich zu

$$V = \frac{\alpha_g}{\alpha_s} = \frac{r \cdot h \cdot a \cdot b}{1000 \cdot e} .$$

Hierbei bedeutet:

- α_g den Drehwinkel des mit der Zelle verbundenen Galvanometers G,
- α_s den Drehwinkel des Spiegels S,
- r den Abstand der Zelle vom Spiegel S in Zentimeter,
- h die Höhe des Blendenbildes auf der Zelle in Zentimeter,
- a die Empfindlichkeit der Zelle in Amp./Lux · cm²,
- b die Beleuchtungsstärke des Blendenbildes in Lux,
- e die Empfindlichkeit des an die Zelle angeschlossenen Galvanometers in Amp./mm/m.

Man erreicht so z. B. bei den Daten $r = 30$ cm, $h = 1{,}5$ cm, $a = 3 \cdot 10^{-8}$ Amp./Lux · cm², $b = 400$ Lux und $e = 1 \cdot 10^{-10}$ Amp./mm/m, die sich praktisch ohne Schwierigkeiten verwirklichen lassen, einen Vergrößerungsfaktor $V = 5400$. Dieser Wert konnte größenordnungsmäßig in der Tat experimentell verwirklicht werden. In der nachfolgenden Notiz berichtet F. Matossi über die Benutzung dieser Relaismethode bei Messungen im ultraroten Spektrum und über die dabei z. Z. erreichten Resultate.

Die Grenze der Empfindlichkeitssteigerung ist aber mit der soeben beschriebenen Anordnung noch nicht erreicht. Benutzt man als Blende ein Gitter[1]) und bedeckt man die Photozelle mit ebenfalls einer gitterförmigen Blende, deren Gitteröffnungen genau dem auf der Zellenoberfläche entworfenen Bild der Gitterblende entsprechen und richtet man die Stellung der Zelle so ein, daß die Lichtstreifen auf die abgedeckten Stellen der Zelle fallen, so wird bei einer kleinen Drehung des Spiegels die Zelle an n-Stellen belichtet, wenn n

1) W. I. H. Moll und H. C. Burger, Zeitschr. f. Phys. **34**, 109, 1925.

1) Auf die Benutzung eines Gitters bei einem Thermorelais hat schon A. H. Pfund hingewiesen (Science **69**, 11, 1929).

die Anzahl der auf der Zelle abgebildeten Lichtstreifen bedeutet. In der oben angegebenen Formel für den Vergrößerungsfaktor des Drehwinkels tritt noch der Faktor n hinzu, der sich leicht auf den Wert 10 bringen läßt. Allerdings eignet sich diese Anordnung nur zur Vergrößerung kleiner Ausschläge unterhalb der Breite der Blendenöffnungen auf der Photozelle.

Zur Veranschaulichung der Empfindlichkeit einer derartigen Anordnung gebe ich folgenden Versuch an. Eine auf einem Resonanzkasten befestigte Stimmgabel mit der Frequenz 325 trägt am vorderen Ende der einen Zinke einen kleinen Spiegel S (Fig. 4). Mittels der Lichtquelle Q und der Linse L wird das Gitter G über den Spiegel S auf einer Selenphotozelle von 35 mm ø abgebildet, deren Oberfläche mit einem Gitter G_1 abgedeckt

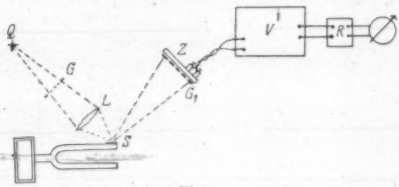


Fig. 4.

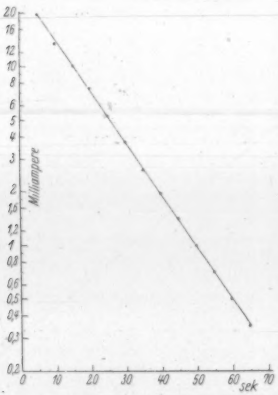


Fig. 5.

ist. Der Abstand Zelle—Stimmgabel beträgt etwa 20 cm. Die Zelle ist an den Eingang eines 6 Röhren-Widerstandsverstärkers angeschlossen. Der Ausgang des Verstärkers führt über einen Transformator zu einem Selentrockengleichrichter R, an den ein Demonstrationsmilliamperemeter angeschlossen ist. Wird in einer Entfernung von etwa 20 m eine zweite gleiche Stimmgabel angestrichen, so gerät infolge akustischer Resonanz die erste Stimmgabel ins Mitschwingen. Die äußerst schwachen Amplituden der Stimmgabelzinken genügen, um eine in der Stimmgabelfrequenz schwankende Beleuchtung auf der Photozelle hervorzurufen. Am Milliamperemeter erhält man leicht Ausschläge bis zu 5 Milliampere. Man kann deutlich das langsame Anschwingen der Stimmgabel erkennen. Auch das allmähliche Abklingen der Stimmgabel läßt sich gut verfolgen und es ist ohne weiteres möglich, die Dämpfungskurve der Stimmgabel aufzunehmen. Fig. 5 zeigt in logarithmischer Darstellung eine in dieser Weise aufgenommene Abklingungskurve einer Stimmgabel mit der Frequenz 258. Rechnet man aus dieser Kurve das logarithmische Dämpfungsdekrement der Stimmgabel aus, so erhält man den Wert 0,00088, der in der Größenordnung mit den Dämpfungswerten von Stimmgabeln gut übereinstimmt.

Bringt man den Spiegel S auf einer Gummimembran an, die den Boden eines zylindrischen Resonators bildet und läßt man auf diesen zwei gegeneinander verstimmte Stimmgabeln einwirken, die zusammen Schwebungen liefern, so geben die Ausschläge des am Verstärkerausgang angeschalteten Amperemeters deutlich die Schwebungskurve wieder[1]).

In dieser Weise kann die beschriebene photoelektrische Relaisanordnung eine mannigfache Anwendung gerade zum Nachweis und zur Untersuchung schwingender Systeme finden. Außerdem eignet sich die Methode zum Gebrauch bei Dilatometern, zur Sichtbarmachung des Pflanzenwachstums usw. und insbesondere auch zur Registrierung derartiger Vorgänge.

1) Anmerkung bei der Korrektur: Es gelingt im übrigen auch, die Schwebungen nachzuweisen, die entstehen, wenn in der Versuchsanordnung Fig. 4 die mit dem Spiegel versehene Stimmgabel durch eine zweite etwas verstimmte Stimmgabel akustisch angeregt wird.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 17. Juli 1931.)

Anwendung des photoelektrischen Relais im Ultrarot.

Von F. Matossi.

In der vorstehenden Arbeit hat L. Bergmann eine Methode zur Vergrößerung kleiner Drehungen angegeben, wobei zur Verstärkung ein photoelektrisches Relais benutzt wird. Diese Methode läßt sich in einfacher Weise auch bei ultraroten Messungen verwenden und soll daher diesbezüglich etwas näher diskutiert werden. Es wurde mit den gerade verfügbaren Institutsmitteln eine pro-

visorische Apparatur aufgestellt, die die hohe Empfindlichkeit der Anordnung zeigen soll, doch sei gleich bemerkt, daß durch Verwendung besser geeigneter Galvanometer die Leistungsfähigkeit noch heraufgesetzt werden kann. Demnächst sollen mit verbesserter Aufstellung einige Untersuchungen im Ultrarot ausgeführt werden.

Vom Thermorelais unterscheidet sich das photoelektrische Relais nur durch die Art der Verstärkung; beide Methoden sind daher in bezug auf Empfindlichkeit und die kleinsten noch meßbaren Ausschläge bei Benutzung gleichartiger Galvanometer im Prinzip gleichwertig, doch verdient das photoelektrische Relais gegenüber dem Thermorelais insofern den Vorzug, als die Photozelle einerseits völlig trägheitslos arbeitet und anderseits sämtliche Wärmestörungen wegfallen. Der notwendige Schutz gegen fremdes Licht ist leicht zu erreichen. Ferner läßt sich die Empfindlichkeit bei unserer Methode, wie in der vorstehenden Arbeit angegeben, in einfacherer Weise als beim Thermorelais durch Anwendung eines Gitters beträchtlich steigern, wenn auch dieses Verfahren hier vorläufig nicht benutzt wurde, da wegen der Galvanometerschwankungen und der thermischen Störungen in der Thermosäule im provisorischen Aufbau eine weitere Vergrößerung der Empfindlichkeit unzweckmäßig war. Die mit dem photoelektrischen Relais erreichbaren hohen Verstärkungen sind aber auch dann sehr nützlich, wenn die Störungen die Höchstempfindlichkeit nicht zulassen; sie erlauben die Verwendung einfacherer Galvanometer, z. B. Zeigergalvanometer, was die normalen Messungen im Ultrarot, bei denen genügend Energie zur Verfügung steht, außerordentlich vereinfacht.

Die experimentelle Anordnung war dieselbe wie die in Fig. 1 der Bergmannschen Arbeit. Als Lichtquelle Q wurde eine Wolframpunktlichtlampe benutzt. S ist der Spiegel eines Galvanometers, an welches eine Mollsche Mikrothermosäule angeschlossen war, auf die die zu messende Strahlung fiel. Die Dimensionen des Aufbaues sind folgender Tabelle zu entnehmen:

Abstand Q—B:	160 mm	(80)[1]
„ B—L:	330 „	(260)
„ L—S:	240 „	(415)
„ S—M:	220 „	(330)

(Q = Lichtquelle, B = Blende, L = Linse, S = Galv.-Spiegel, M = Photozelle)

Größe der Blende B: $10 \cdot 10$ mm² $(4 \cdot 6{,}50)$.
Brennweite der Linse: 170 mm, ihr Durchmesser 45 mm.
Größe der nutzbaren Fläche der Photozelle: 14 mm · 15 mm.

Das erste Galvanometer (Siemens-Galvanometer nach Desprez-d'Arsonval) hatte eine Empfindlichkeit von $2{,}6 \cdot 10^{-8}$ Amp., das zweite Galvanometer (Siemens) von $6{,}6 \cdot 10^{-10}$ Amp. Empfindlichkeit war mit der Photozelle verbunden und wurde mit 2000 Ohm Vorschaltwiderstand benutzt (Galvanometerwiderstand 1500 Ohm). Seine Ausschläge wurden auf einer 2,5 m entfernten Skala mittels eines Lichtzeigers abgelesen.

Dabei bewirkt die Verschiebung eines Lichtflecks von 1 mm Höhe bei Verschiebung um 1 mm auf der Photozelle einen Ausschlag von 1500 mm auf der Skala. Rechnet man auf 1 m Skalenabstand und 1 m Entfernung des Spiegels S von der Photozelle und auf voll ausgenutzte Zellenöffnung um, so ergibt sich daraus ein Vergrößerungsfaktor von 1330, während aus der von Bergmann angegebenen Formel der Wert 1400 folgt ($a \cdot b = 30 \cdot 10^{-6}$). Wie schon gesagt, läßt sich die Vergrößerung durch Anwendung einer Gitterblende noch weiter steigern. Außerdem konnte die Empfindlichkeit der Anordnung noch vergrößert werden durch Änderung der Dimensionen, wie die eingeklammerten Zahlen oben angeben. Mit diesen Dimensionen ergab sich experimentell ein Vergrößerungsfaktor von etwa 2000. Die Rechnung liefert 2100[1]). Im übrigen wurden die Untersuchungen mit der ersten Anordnung ausgeführt. Zum Vergleich mit dem Thermorelais sei angegeben, daß mit diesem etwa 1000fache Vergrößerungen erreicht werden.

Über die Nullpunktsschwankungen ist zu sagen, daß das zweite Galvanometer nur unmerkliche Schwankungen zeigte, dagegen das erste recht erhebliche, etwa 10 mm auf der Skala des zweiten Galvanometers. Diese lassen sich aber durch Verwendung eines Mollschen Galvanometers noch wesentlich herabsetzen.

Um die Empfindlichkeit der Anordnung zu charakterisieren sei angegeben, daß eine Hefnerkerze in 3,7 m Entfernung von der Thermosäule bei 1 mm Höhe des Lichtflecks auf der Photozelle 450 mm Ausschlag lieferte. Auf 1 m Entfernung der Hefnerkerze und der Skala sowie auf volle Ausnutzung der Photozelle umgerechnet ergibt sich ein Ausschlag von etwa 35000 mm. Die oben erwähnte etwas empfindlichere Anordnung würde etwa 50000 mm Ausschlag liefern.

Zum Schluß sei nur noch bemerkt, daß man, wie orientierende Versuche ergeben haben, mit dem photoelektrischen Relais z. B. Flußspatreststrahlen mit einfachen Institutsmitteln leicht nachweisen und etwa in der Vorlesung demonstrieren kann.

1) Die eingeklammerten Zahlen werden weiter unten erklärt.

1) Durch Anwendung einer geeigneten Kondensorlinse stieg der Vergrößerungsfaktor noch auf etwa 3000.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, Juli 1931.

(Eingegangen 17. Juli 1931.)

Leuchten II des Karborundumdetektors, elektrische Leitfähigkeit des Karborundums und unipolare Leitfähigkeit der Kristalldetektoren[1]).

Von O. W. Lossew.

1. Leuchten II kann als Resultat eines Bremsprozesses der Leitfähigkeitselektronen am Ende ihrer freien Weglänge innerhalb des Karborundumkristalles betrachtet werden.

Die Farbe des Leuchtens II ändert sich sehr merkbar mit der Änderung der Potentialdifferenz an den Klemmen des Detektors. Das Spektrum des Leuchtens II ist kontinuierlich.

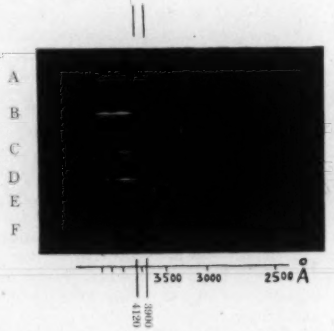


Fig. 1. Leuchten II; Spektrogramme.

$\lambda_{min} = 4120$ Å

A — bei $V = 12{,}6\,v$; $I = 4\,mA$; Expositionszeit = 60 Min.
B — „ „ „ „ 725 „

$\lambda_{min} = 3900$ Å

C — bei $V = 41{,}5\,v$; $I = 300\,mA$; Expositionszeit = 5 Min.
D — „ „ „ „ 15 „
E — „ „ „ „ 2 „
F — „ „ „ „ 30 Sek.

Der Farbenänderung entspricht eine Verschiebung von λ_{min} (der Spektrumgrenze nach der Seite der kurzen Wellen)[2]) und auch eine Änderung der relativen Helligkeit in den einzelnen spektralen Gebieten (Fig. 1).

Aus Beobachtungen, welche bei verschiedenen Temperaturen gemacht wurden (von der Temperatur der flüssigen Luft bis zur Temperatur des dunkelroten Glühens des Karborundums), konnte man den Schluß ziehen, daß die Farbenänderung teilweise auf Änderung des Potentialgradienten in der leuchtenden Schicht des Karborundumkristalls zurückzuführen ist. (Man muß die Temperaturänderung des Karborundumwiderstandes, welche in den einzelnen Kristallteilen eine sekundäre Änderung des Potentialgradienten schaffen kann, in Betracht ziehen[1]).)

Im übrigen entsteht aber die Farbenänderung durch einen unmittelbaren Einfluß der Temperatur, welcher sich in einzelnen elementaren Prozessen durch eine Zugabe von Energie zur Elektronenenergie eV_l ausdrückt (e — Elektronenladung, V_l — Potentialdifferenz pro freie Weglänge der Elektronen). Bei hohen Temperaturen (dunkelrotes Glühen des Karborundums) konnte man eine Analogie der Abweichung vom bekannten Stokesschen Gesetze, — bezüglich der Photolumineszenzerscheinungen, beobachten.

Es wurden auch Beobachtungen bei der Temperatur der flüssigen Luft und unter Bedingungen einer guten Wärmeableitung durchgeführt, wobei es möglich war, die rein elektrische Farbenänderung von der thermischen zu trennen.

2. Die leuchtende Schicht ist ziemlich scharf vom dunklen Körper der übrigen Kristalldicke

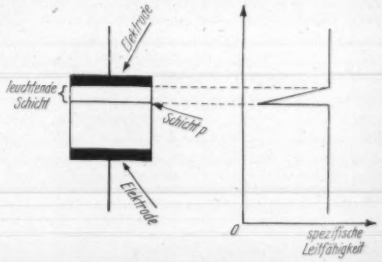


Fig. 2.

Bei {(−) obere Elektrode, (+) Karborundum} Leuchten II;
Bei {(+) obere Elektrode, (−) Karborundum} „Analogon dem Leuchten I".

abgegrenzt. Die Bruchoberflächen der Karborundummonokristalle wurden während des Leuchtens im Mikroskop bei bis zu 300maligen Vergrößerungen, beobachtet.

(Karborundummonokristalle sind ziemlich schwer aus dem feinkristallischen Aggregate auszusuchen.)

1) Physik. Zeitschr. **30**, 920, 1929; Phil. Mag. **6**, 1024, 1928; Telegrafia i Telefonia bez prowodow („TiTbp.") Nr. **53**, 153, 1929; Nr. **44**, 485, 1927; Zeitschr. f. Fernmeldetechnik **7**, 97, 1926; siehe auch, über interessante Beobachtungen von B. Claus, Physik. Zeitschr. **31**, 360, 1930.

2) Oft ist die Spektrumgrenze von Leuchten II ziemlich verschwommen.

1) Das Karborundum hat eine rein elektronische Leitungsfähigkeit, besitzt aber einen negativen Temperaturkoeffizient des Widerstandes. Siehe H. J. Seemann, Physik. Zeitschr. **30**, 143, 1929; B. Friederich, Zeitschr. f. Phys. **31**, 814, 1925; siehe auch Lossew, Phil. Mag. **6**, 1024, 1928. Siehe auch Fig. 6, 9 und 10 der vorliegenden Arbeit (Unterschied in der Größe des Widerstandstemperaturkoeffizienten); vgl. Ryschkewitsch, Zeitschr. f. Elektrochem. **29**, 474, 1923.

Bei den vier geprüften Bruchoberflächen betrug die Dicke der leuchtenden Schicht 2×10^{-3} cm bis 4×10^{-4} cm; folglich kann man annehmen, daß im Leuchten II ungefähr 10^3—10^4 Atomschichten des Kristallgitters teilnehmen.

Ein allmähliches Wegschleifen der leuchtenden Schicht gab die Möglichkeit, ihre Eigenschaften in bezug auf ihre spezifische Leitfähigkeit klarzustellen. Die Leitfähigkeit der Kristallschicht ändert sich mit der Schichttiefe gemäß dem schematischen Diagramm in Fig. 2.

Die Verbreitung von Leuchten II auf eine so große Fläche des Kristalles (einige qmm) an der Kontaktstelle[1]) kann durch die große spezifische Leitfähigkeit der oberen Schicht der ganzen leuchtenden Schicht (siehe Fig. 2) erklärt werden.

Oft kann man, ohne einen großen Irrtum zu begehen, diese obere Schicht als eine Äquipotentialebene ansehen.

Es wurde wirklich eine sehr unbedeutende Änderung der Gleichrichterwirkung des Detektors bei Leuchten II, wie auch, seiner statischen

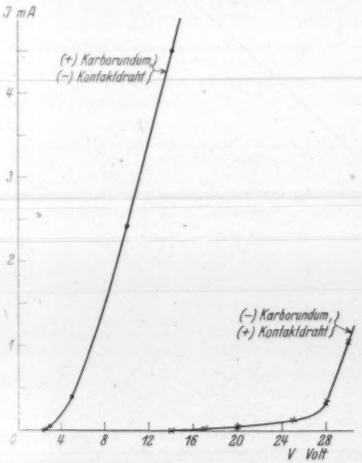


Fig. 3. Leuchten II erzeugender Kristall. (Beide Äste — der positive und der negative — sind in demselben Quadranten dargestellt.)

Charakteristik — siehe Fig. 3 — beobachtet nach dem Ersatz der Kontaktspitze durch eine Elektrode von größerer Oberfläche (Fig. 2) — einer Schicht von elektrolytisch niedergeschlagenem Golde auf die entsprechende Monokristalloberfläche. Das heißt auch bei völlig symmetrischen Elektroden erschien die Anordnung wie vorher als ein guter Gleichrichter[1]).

Eine sehr unbedeutende Änderung wurde auch beobachtet bei Anwendung von Elektroden aus verschiedenen Materialien — Silber, Stahl, Gold,

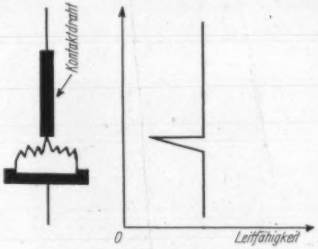


Fig. 4.

Bei $\begin{cases} (-) \text{ Kontaktdraht} \\ (+) \text{ Karborundum} \end{cases}$ Leuchten I;

Bei $\begin{cases} (+) \text{ Kontaktdraht} \\ (-) \text{ Karborundum} \end{cases}$ „Analogon dem Leuchten I".

Kupfer, Nickelin, Zinn, Karborundum (nur wenn dieses zweite Karborundum nicht dieselbe besondere aktive Schicht besitzt). Auf diese Weise ist die Gleichrichterwirkung der Anordnung den Eigenschaften der leuchtenden aktiven Schicht des Karborundumkristalls selbst zuzuschreiben.

3. Folgende Erklärung des Ursprungs unipolarer Leitfähigkeit des Kontaktes stellt sich als wahrscheinlich dar, wenn wir annehmen, daß der in Fig. 2 dargestellte Unterschied in der spezifischen Leitfähigkeit der aktiven Schicht auf eine verschiedene Konzentration freier Elektronen zurückzuführen ist (die mittlere freie Weglänge ist aber überall gleich)[2]).

Bei jener Richtung der Potentialdifferenz, bei der sich die Elektronen von den Schichten mit all-

1) Lossew, Phil. Mag. **6**, 1024, 1928; TiTbp. Nr. 23, 153, 1929; Nr. **44**, 485, 1927.

1) Vgl. Beobachtungen mit Kupfer-Kupferoxydul-Gleichrichtern, W. Schottky u. W. Deutschmann, Physik. Zeitschr. **30**, 839, 1929; W. N. Lepeschinskaja-Krakau, Westnik Elektrotechniki, Section I, 179, 1930; P. Kobeko, I. Kurtschatow und K. Sinelnikow, J. Russ. Phys.-Chem. Gesellsch., Phys. Teil, **60**, 145, 1928; **61**, 459, 1929; W. Vogt, Ann. d. Phys. **7**, 183, 1930; O. v. Auwers und H. Kerschbaum, Ann. d. Phys. **7**, 129, 1930. Siehe auch B. Hochberg und V. Joffé, Zeitschr. f. Phys. **66**, 172, 1930; A. Joffé, D. Rojansky, K. Sinelnikow, Zeitschr. f. Phys. **66**, 143, 1930.

2) Es ist möglich in einigen Fällen die Größe der mittleren freien Weglänge und die Elektronenkonzentration mittels der aufgenommenen Spektrogramme annähernd zu berechnen. Anmerkung bei der Korrektur: Richtiger wäre die Annahme einer größeren mittleren freien Weglänge für die obere (Fig. 2) gut leitende Schicht der leuchtenden Schicht. Eine besondere aktive Schicht wurde auch an den Einkristallen von Bleisulfid gefunden; die Photo-EMK der aktiven Schicht des Siliziumeinkristalles wurde bis zu 0,074 Volt beobachtet (siehe Fußnote 1), S. 694).

mählich sich ändernder spezifischen Leitfähigkeit zur schlechtleitenden Schicht p bewegen, (von oben nach unten in Fig. 2) erwerben sie längs ihrer freien Weglänge, vor der Schicht p, eine bedeutende Energie infolge der großen Potentialgradienten in diesen Schichten. Auf diese Weise,

$\lambda_i = 3850$ Å

Fig. 5. Absorptionsspektren des Karborundums bei Lichtrichtung längs der optischen Achse.

$\lambda_i = 3850$ Å { A bei Expositionszeit = 20 Sek. B „ „ 10 „ C „ „ 5 „ D „ „ 3 „

nämlich eben bei dieser Richtung der Elektronenbewegung, wird die Überwindung der negativen Raumladung in der Schicht p erleichtert[1]. Die entsprechende Richtung der unipolaren Leitfähigkeit bei Leuchten II wird auch im Experiment immer beobachtet[2] (siehe die statische Charakteristik in Fig. 3).

Auf Grund einiger Analogien mit den höchst interessanten Untersuchungen von A. F. Joffé, I. W. Kurtschatow und K. Sinelnikow[3]) über Stoßionisation in festen Dielektriken, kann man annehmen, daß bei der umgekehrten Stromrichtung (Richtung der Elektronenbewegung von unten nach oben in Fig. 2) ein Prozeß der Stoßbefreiung der Elektronen in der Schicht p stattfindet, was einen Potentialfall analog dem Kathodenfall erzeugt. An den Bruchflächen der Monokristalle ist es bei dieser Stromrichtung möglich, die einzelnen punktförmigen Leuchten zu beobachten, welche an Leuchten I erinnern.

Stellt man die eben angebrachten Tatsachen mit den früher beschriebenen Beobachtungen[4]) zusammen, so kann man ersehen, daß die Leuchten II erzeugende Kristallanordnung (welche bei symmetrischen Elektroden arbeiten kann) analog der umgekehrten Anordnung ist, welche Leuchten I gibt (mit einem Kristall, der keine besondere aktive Schicht besitzt und mit disymmetrischen Elektroden) (siehe Fig. 4)[5]) (vgl. Fig. 4 mit Fig. 2).

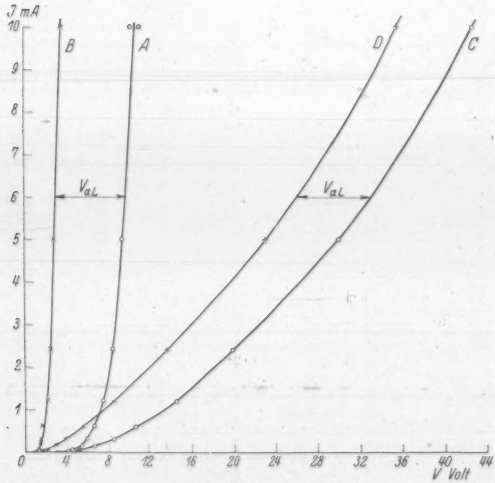


Fig. 6. Leuchten I erzeugender Kristall.

A (—) Silberdraht, (+) Karborundum } bei Normalbedingungen;
B (+) Silberdraht, (—) Karborundum }
C (—) Silberdraht, (+) Karborundum } von flüssiger Luft umgeben.
D (+) Silberdraht, (—) Karborundum }

1) Siehe auch über Beobachtungen der lichtelektrischen Wirkung mit Kupfer-Kupferoxydul Gleichrichtern: W. Schottky, Physik. Zeitschr. **31**, 193, 1930. Die Erzeugung der Photo-EMK vom Standpunkte unserer Arbeit kann erklärt werden durch die Richtwirkung der Raumladung in der Schicht p (Fig. 2) auf die vom Karborundumgitter emittierten Photoelektronen (siehe § 4 dieser Arbeit). Mit einigen diese besondere aktive Schicht besitzenden Karborundumkristallen war es möglich, eine Photo-EMK bis 3,4 Volt zu beobachten.

2) Lossew, Physik. Zeitschr.; Phil. Mag.; TiTbp., l. c.

3) Doklady Akademiji Nauk 65, 1927.

4) Phil. Mag. **6**, 1024, 1928; Physik. Zeitschr. **30**, 920, 1929; TiTbp. Nr. 52, 153, 1929.

5) Siehe W. K. Lebedinsky, TiTbp Nr. **52**, 90, 1929 — höchst interessant ist die Analogie zwischen der Wirkung des Geigerschen Spitzenzähler und des Detektors in bezug auf die Aufklärung des Einflusses des adsorbierten Gases (als einer besonderen Schicht in Detektoranordnung nach Fig. 4). Siehe auch W. F. Kallmayer, Ann. d. Phys. **86**, 547, 1928; P. Beck, Physik. Zeitschr. **29**, 436, 1928; A. Schleede u. H. Buggisch, Physik. Zeitschr. **28**, 174, 1927; W. D. Kusnezow u. A. A. Gabowitsch, Westnik Elektrotechniki, Section I, 212, 1930; W. Ogawa, Phil. Mag. **6**, 175, 1928; J. Vrede, Physik. Zeitschr. **31**, 323, 1930.

4. Für die Leuchten I erzeugende Anordnung ist von Interesse jener Umstand, daß die Grenze des Absorptionsbandes des Karborundums λ_i (siehe Fig. 5) sehr nahe zur Endgröße $\lambda_{\min}$ bei Leuchten I bei Lichtausstrahlung liegt. Dem Ansehen nach bestimmt die Größe λ_i, wenn sie

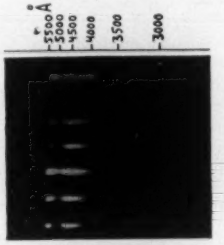


Fig. 7. Pleochroismus.

blaues Maximum	A; Expositionszeit =	180 Sek.
	B; „	60 „
	C; „	20 „
gelbes Maximum	D; Expositionszeit =	180 Sek.
	E; „	60 „
	F; „	20 „

die Befreiungsenergie der gebundenen Elektronen aus dem Karborundumgitter charakterisiert, gerade die Bedingungen, welche die Werte der Endgröße V_a feststellen[1]). Bisweilen wurde beobachtet, daß die Endgröße V_a annähernd um einen ganzzahligen Faktor größer ist[2]):

$$V_{aL} = k\frac{hC}{e\lambda_i} = k\frac{hC}{e\lambda_{\min L}}$$

(h — Planckssche Konstante; C — Lichtgeschwindigkeit; $k = 1; 2; 3; 4$; V_{aL} und $\lambda_{\min L}$ — Endgrößen von V_a und $\lambda_{\min}$). Siehe Fig. 6, wo $V_{aL} = \sim 2\frac{hC}{e\lambda_i}$; es ist auch ersichtlich (Fig. 6), daß V_{aL} merklich konstant blieb bei Veränderung der den Kristall umgebenden Temperatur von der Zimmertemperatur bis zur Temperatur der flüssigen Luft.

Es versteht sich, daß auch eine andere Erklärung des Zusammenhangs zwischen $\lambda_{\min L}$ und λ_i nicht ausgeschlossen ist, — nämlich, daß das Leuchten I völlig in der Kristalltiefe unter einigen Atomschichten stattfindet; aber dann bleibt der Zusammenhang zwischen V_{aL} und λ_i ungeklärt.

Weiter besitzen Karborundumkristalle Pleochroismus. Es erweist sich, daß diejenige Richtung der elektrischen Vektorebene, die der minimalen Absorption im Teile der kürzeren Wellen des Spektrums, den das Karborundum durchläßt, entspricht, — auch der Richtung der geringeren spezifischen Leitfähigkeit des Karborundumkristalls entspricht. In Fig. 7 sind diese Absorptionsspektren dargestellt.

5. Jene Vergrößerung der Leitfähigkeit der aktiven leuchtenden Schicht bei Leuchten II, welche infolge des Eindringens der freien Elektronen in schlechtleitenden Schichten stattfinden soll (siehe Fig. 2)[1]), wurde experimentell beobachtet mit Hilfe einer Anordnung, wie sie Fig. 8 wiedergibt. (D — leuchtender Detektor; Z — Sonden neben der Äquipotentiallinie.) Es wurden ungedämpfte Schwingungen erzeugt, wobei eine Veränderung der Leitfähigkeit der aktiven leuchtenden Schicht in der Rückkopplung

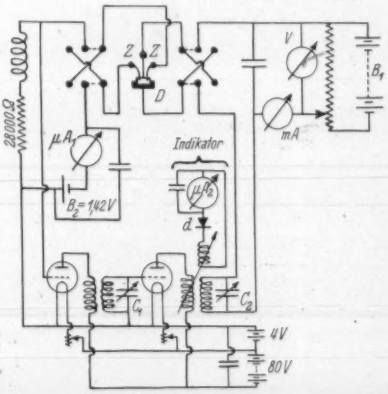


Fig. 8.

sich bemerkbar machte. Eine genauere Beschreibung dieser Beobachtungen soll jedoch hier nicht angegeben werden.

Es ist interessant, daß bei sehr geringen Stromstärken z. B. $I < 10^{-6}$ Amp, die Charakteristik des Karborundumdetektors dem Ohmschen Gesetze gehorcht (siehe Fig. 9 und 10). Gerade dieser Umstand wurde benutzt, um Daten für das Diagramm von Fig. 2 zu erhalten.

Außer Beobachtungen des Detektorkontaktleuchtens wurden Beobachtungen geführt über das Leuchten von Karborundum, Zinkite (ZnO, Mn) und Kassiterite (Zinnstein SnO_2) im Vakuum unter der Wirkung der langsamen Elektronen, welche von der Oxydkathode emittiert werden[2]).

[1]) Physik. Zeitschr. **30**, 920, 1929.

[2]) In bezug auf diesen Umstand wurde vorläufig noch keine genügende Anzahl von Beobachtungen ausgeführt.

[1]) Vgl. Lossew, Phil. Mag. **6**, 1030, 1928; TiTbp. Nr. **44**, 490, 1927.

[2]) Siehe auch Phil. Mag. **6**, 1029, 1928; TiTbp. Nr. **44**, 491, 1927; Zeitschr. f. Fernmeldetechnik **7**, 97, 1926.

Die Untersuchung des Karborundumleuchtens in Elektrolyten (wässerige Lösungen von $NaNO_3$ oder $NaHCO_3$; Elektrolyte als Kathode) hat die Möglichkeit der Erzeugung einer sehr bedeutenden — einige qcm großen — zuweilen ziemlich hell leuchtenden Fläche ergeben. Die Helligkeit ändert sich trägheitslos mit Änderung der Stromstärke. Es ist möglich, daß diese Änderung eine Anwendung als Lichtrelais finden kann, da kein Aufsuchen des leuchtenden Punktes gefordert wird und die Erscheinung stabil ist.

Unter anderem ergaben sich gute gleichrichtende Eigenschaften eines elektrolytischen Gleichrichters mit Karborundum-, Zinkite- oder Zinnsteinkristall als eine der Elektroden im Vergleich mit Aluminium- bzw. Tantalelektroden.

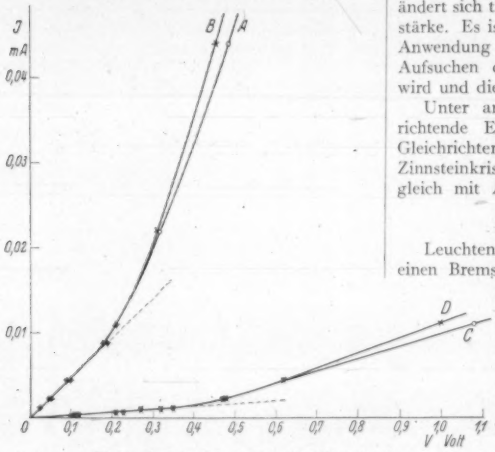


Fig. 9. Leuchten I erzeugender Einkristall.
A (—) Silberdraht, (+) Karborundum } bei Normalbedingungen.
B (+) Silberdraht, (—) Karborundum }
C (—) Silberdraht, (+) Karborundum } von flüssiger Luft umgeben.
D (+) Silberdraht, (—) Karborundum }

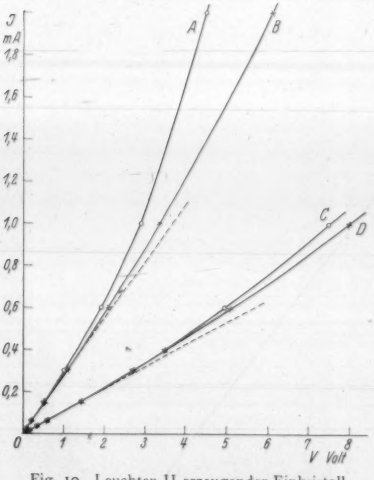


Fig. 10. Leuchten II erzeugender Einkristall.
A (—) Silberdraht, (+) Karborundum } bei Normal-
B (+) Silberdraht, (—) Karborundum } bedingungen;
C (—) Silberdraht, (+) Karborundum } von flüssiger
D (+) Silberdraht, (—) Karborundum } Luft umgeben.

Zusammenfassung.

Leuchten II wird betrachtet als erzeugt durch einen Bremsprozeß der Leitfähigkeitselektronen innerhalb des Kristalls am Ende ihrer freien Weglängen; es wird die Möglichkeit einer Zugabe von Wärmeenergie in einzelnen elementaren Prozessen gezeigt. (Analogie der Abweichung vom Stokesschen Gesetze.)

Es werden Eigenschaften einer besonderen aktiven, Leuchten II erzeugenden Kristallschicht in bezug auf ihre Leitfähigkeit aufgeklärt; daraus können bestimmte Schlußfolgerungen gezogen werden über die Möglichkeit der Herstellung künstlicher Gleichrichteranordnungen bei symmetrischen Elektroden mit festen Leitern, welche eine reinelektronische Leitfähigkeit besitzen.

Die unipolare Leitfähigkeit der Kontaktdetektoren wird durch eine Differenzenergie der Leitfähigkeitselektronen erklärt, welche dieselben auf ihren freien Weglängen in entgegengesetzten Richtungen (von verschiedenen Seiten) von der schlechtleitenden Kontaktstelle bzw. Kristallschicht erwerben.

Es wird das Vorhandensein eines Zusammenhangs zwischen optischen Eigenschaften des Karborundums (Pleochroismus; Grenze des Absorptionsbandes) und seiner Leitfähigkeit und der Möglichkeit einer Gleichrichterwirkung angenommen.

Der Verfasser spricht Herrn Prof. Dr. A. F. Joffé für viele wertvolle Nachweisungen und Ratschläge seinen innigsten Dank aus.

Leningrad, Zentral-Radiolaboratorium W.E.O. und Staat. Phys. Techn. Röntgeninstitut.

(Eingegangen 19. Juni 1931.)

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.